VOL. I — N. 4 OTTOBRE 1948

ANNALI DI GEOFISICA

RIVISTA DELL'ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA

Diretta da ANTONINO LO SURDO

ROMA

INFLUENZA DEL VENTO SUL FUNZIONAMENTO DELLE SONDE RADIOATTIVE

R. Cialdea - A. Lo Surdo - G. Zanotelli

Fin dai primi tentativi di impiego delle sostanze radioattive per la misura del potenziale elettrico atmosferico, era stato notato (1) che i movimenti dell'aria vi potevano avere una qualche influenza: esperienze successive (2) non hanno sempre confermato tale effetto. Una attenta osservazione di alcuni recenti rilevamenti del potenziale elettrico atmosferico, eseguiti con sonde radioattive negli Osservatorii dell'Istituto Nazionale di Geofisica, ci convinsero però della notevole importanza di tale influenza, indubbiamente esistente.

Ci è sembrato perciò interessante eseguire ricerche sperimentali e teoriche tendenti a chiarire la questione. Abbiamo condotto a questo scopo in laboratorio misure di potenziale con sonde radioattive nell'interno di un condensatore piano, nel quale fluisce, in direzione del campo elettrico, una corrente di aria a velocità regolabile ed uniforme. E' stato così possibile rilevare l'esistenza di una relazione caratteristica tra la velocità del vento e il potenziale misurato, e di un intervallo di velocità in cui lo scarto del potenziale misurato da quello statico può diventare notevole.

Per interpretare i risultati di queste esperienze abbiamo poi elaborato una trattazione teorica, che rappresenta nelle linee generali il fenomeno e ne giustifica qualitativamente l'andamento.

La disposizione sperimentale da noi usata per queste ricerche è costituita (fig. 1) da due grandi armature piane A e B di rete metallica disposte parallelamente ad una distanza di 60 cm, fra le quali si applica una differenza di potenziale, onde avere nello spazio intermedio un campo elettrico che si può considerare uniforme nella parte centrale; in tale regione fluisce, lungo le linee del campo e su una estensione relativamente grande (40 cm di diametro), una corrente

---

(1) F. Henning, Ann. der Physik, 7, p. 893 (1902).
(2) M. Moulin, Le Radium, 4, p. 6 (1907); M. A. Tuve-C. Huff., Terr. Magn., 32, p. 17 (1927).

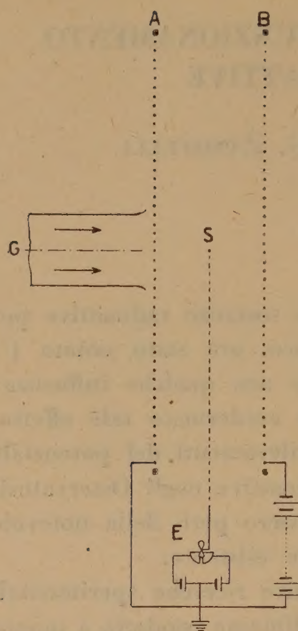


Fig. 1

d'aria, di velocità praticamente uniforme: la stessa proviene, attraverso la rete metallica, dallo sbocco di una galleria aerodinamica G. La velocità dell'aria può essere variata con continuità e controllata mediante un apposito anemometro a filo caldo.

La sonda radioattiva impiegata è dell'usuale tipo a disco (diametro 12 mm) con una delle facce attivata mediante polonio e senza alcun riduttore di percorso ([3]). La sonda S è collocata nella parte centrale del campo elettrico e della corrente d'aria, con la superficie attiva normale al piano delle armature.

Le esperienze sono state condotte con velocità g del vento crescente dal valore 0 a circa 180 cm/sec; la differenza di potenziale applicata tra le armature stesse è di 300 volt; l'armatura a potenziale più basso è quella attraverso la quale l'aria penetra nel condensatore.

Le misure sono state fatte collocando la sonda successivamente in tre posizioni differenti e precisamente ad una distanza l_1 di 15, 30 o 45 cm dall'armatura a potenziale più basso. La differenza di potenziale V_1 tra la sonda e tale armatura è stata misurata mediante un elettrometro E.

I risultati delle esperienze eseguite sono rappresentati nel diagramma di fig. 2. La caratteristica più saliente consiste nel fatto che la variazione apportata dall'azione del vento al potenziale, e quindi lo scarto rispetto al potenziale statico, non varia sempre nello stesso senso al variare della velocità del vento, ma a partire da velocità nulle cresce al crescere di g, fino a raggiungere un massimo per un certo valore della velocità, e quindi diminuisce lentamente tendendo asintoticamente a zero.

Per procedere all'indagine teorica, ci riferiamo ancora, come in un nostro precedente lavoro ([4]), al caso semplice di un condensatore

([3]) R. Cialdea - A. Lo Surdo, Annali di Geofisica, I, 49 (1948).
([4]) R. Cialdea - A. Lo Surdo - G. Zanotelli, Annali di Geofisica, I, p. 155 (1948).

di sezione indefinita, le cui armature piane e parallele sono mantenute a differenza di potenziale costante; fra queste è compreso uno strato piano alle stesse parallelo, pure indefinito, e sottoposto ad azione ionizzante uniforme, del quale supporremo trascurabile lo spessore. Faremo astrazione dal fenomeno della diffusione.

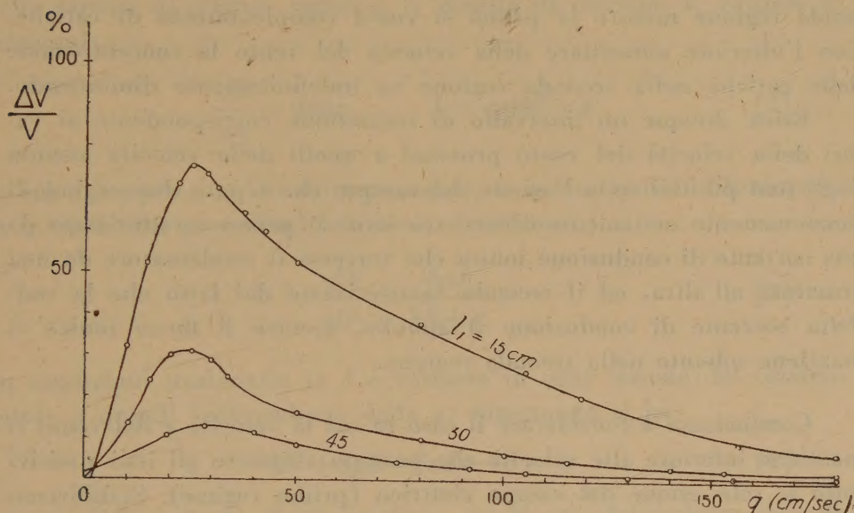


Fig. 2

Immaginiamo che, normalmente alle armature e allo strato sottoposto all'azione ionizzante, fluisca una corrente uniforme di aria con velocità g costante in ogni punto, e che prenderemo, per fissare, in verso opposto al campo elettrico; supporremo le armature e lo strato permeabili alla corrente dell'aria e tali da non modificarne l'andamento.

Il problema che ci proponiamo consiste nel determinare il potenziale di equilibrio assunto dallo strato intermedio. Le caratteristiche del fenomeno si presentano come segue: in mancanza di vento gli ioni prodotti nello strato intermedio si dirigono, sotto l'azione del campo, i positivi verso una delle armature ed i negativi verso l'altra, in modo che lo spazio interno del condensatore viene diviso dallo strato in due regioni, la prima contenente solo cariche positive e la seconda solo cariche negative. Per velocità relativamente piccole, il vento, pur frenando gli ioni positivi ed accelerando quelli negativi, non muta sostanzialmente questa distribuzione, se non nel fatto che gli

ioni positivi si infittiscono nella prima regione e quelli negativi invece si diradano nella seconda. Questa distribuzione di cariche si mantiene fino a quando la velocità del vento si avvicina alla velocità che sotto l'azione del campo possono assumere gli ioni positivi.

Allorché la velocità del vento raggiunge o supera tale limite, tutti gli ioni, sia di un segno che dell'altro, vengono trascinati nella seconda regione mentre la prima si vuota completamente di cariche. Con l'ulteriore aumentare della velocità del vento la concentrazione delle cariche nella seconda regione va indefinitamente diminuendo.

Esiste dunque un intervallo di transizione corrispondente ai valori della velocità del vento prossimi a quelli della velocità assunta dagli ioni positivi sotto l'azione del campo, che separa due regimi di funzionamento nettamente diversi tra loro: il primo caratterizzato da una corrente di conduzione ionica che traversa il condensatore da una armatura all'altra, ed il secondo caratterizzato dal fatto che la suddetta corrente di conduzione si annulla, mentre il flusso ionico si mantiene soltanto nella seconda regione.

Cominciamo a considerare il caso in cui la velocità g del vento si mantiene inferiore alle velocità che possono assumere gli ioni positivi sotto la sola azione del campo elettrico (primo regime). Stabiliremo nel nostro condensatore un asse delle ascisse x normale alle armature ed avente l'origine sullo strato ionizzante (fig. 3); la prima armatura, quella di sinistra, sia a potenziale zero; e la seconda, quella di destra, a potenziale V positivo e costante. Il campo elettrico E risulta quindi diretto in verso opposto a quello positivo delle x; l'aria invece fluisce, secondo quanto sopra detto, da sinistra a destra, cioè in verso contrario. Per la condizione imposta al valore di g, nella regione a sinistra dello strato sottoposto all'azione ionizzante, ove $x<0$, si trovano soltanto ioni positivi i quali si muovono nel verso del campo; nella seconda regione invece, a destra dello strato intermedio, per la quale $x>0$, si trovano solo ioni negativi i quali si muovono nel verso stesso del moto dell'aria: in questo primo regime la ricombinazione

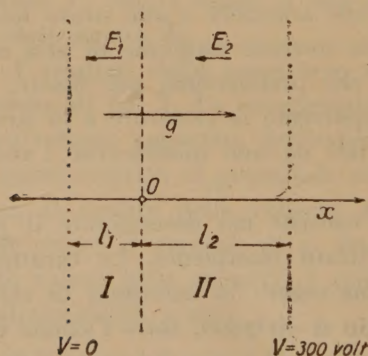


Fig. 3

al di fuori dello strato sede dell'azione ionizzante non ha luogo, mentre si verifica nell'interno di detto strato.

Nella prima regione ($x<0$) e nella seconda ($x>0$) le velocità degli ioni positivi e rispettivamente negativi sono espresse, in valore e segno, da $k\,E+g$, ove con k si è indicata la mobilità degli ioni con il proprio segno. Quindi tra il campo elettrico E, la concentrazione n delle cariche di ciascun segno, e la densità di corrente J, valgono le relazioni

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi en \quad , \quad J = en(kE+g) \qquad [1]$$

in cui e rappresenta, in valore e segno, la carica ionica. Eliminando la n tra le due precedenti relazioni, si ottiene

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi J}{kE+g} \; . \qquad [2]$$

In condizioni stazionarie la J è costante in ogni sezione del condensatore e quindi indipendente dalla x: integrando si ha

$$kE^2+2gE-8\pi Jx-B = 0 \qquad [3]$$

essendo B la costante di integrazione, che si può determinare facendo $x=0$; indicando con E_0 il valore assoluto del campo in tale punto, si ha allora, essendo il campo diretto in verso opposto alla x,

$$B = kE_0^2-2gE_0 \quad ; \qquad [4]$$

sostituendo nella [3] e risolvendola, si ha

$$E(x) = -\frac{g}{k} - \sqrt{\left(F_0-\frac{g}{k}\right)^2+\frac{8\pi Jx}{k}} \; . \qquad [5]$$

Dei due segni del radicale deve essere preso il segno negativo, acciocché il campo risulti diretto in verso opposto a quello positivo delle x.

Esaminiamo l'andamento del campo elettrico nelle due regioni: indichiamo con k_+, k_- e J_0, i valori assoluti della mobilità degli ioni e della densità di corrente. Nella prima regione, per $x\leq 0$, avremo

$$E_1(x) = -\frac{g}{k_+} - \sqrt{\left(E_{1,0}-\frac{g}{k_+}\right)^2-\frac{8\pi J_0 x}{k_+}} \qquad [6]$$

Il campo cresce in valore assoluto all'aumentare della distanza dallo strato intermedio, e ciò in maniera tanto più sensibile per quanto maggiore è la g.

Nella seconda regione, per $x \geq 0$, avremo

$$E_2(x) = \frac{g}{k_-} - \sqrt{\left(E_{2,0} + \frac{g}{k_-}\right)^2 + \frac{8\pi J_0 x}{k_-}} \qquad [7]$$

Il campo cresce in valore assoluto all'aumentare della distanza dallo strato intermedio, e ciò in maniera tanto più sensibile, quanto minore è la g.

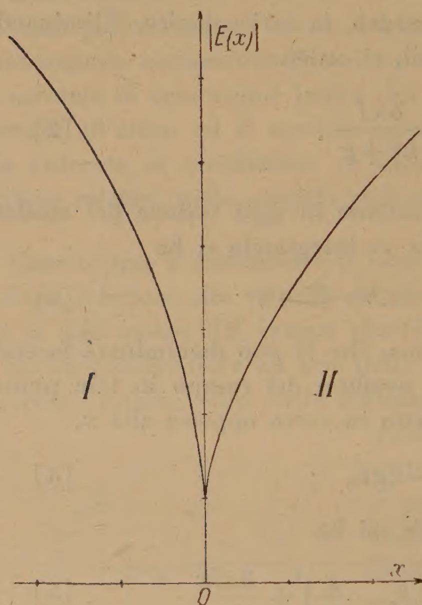


Fig. 4

Nel diagramma di fig. 4 è rappresentato qualitativamente l'andamento del campo E per un certo valore della g, essendosi supposto E_0 uguale sulle due faccie dello strato intermedio, cioè

$$E_{1,0} = E_{2,0} = E_0 \ : \qquad [8]$$

il ramo della curva a sinistra (prima regione) diventa più ripido e quello a destra invece (seconda regione) meno, all'aumentare di g.

Quanto alla condizione [8] che nel seguito della trattazione noi assumeremo come valida, osserviamo che la stessa equivale ad ammettere, in base al teorema di Gauss, che sullo strato sede dell'azione ionizzante non possa, in condizioni stazionarie, sussistere carica elettrica prevalentemente di un solo segno.

Occorre ora determinare la differenza di potenziale V_1 tra lo strato e l'armatura di sinistra del condensatore; integrando la [6] tra i limiti $x=0$ e $x=-l_1$ si ha

$$V_1' = \frac{1}{k_+}\left\{ g l_1 + \frac{1}{12\pi J_0 k_+}\left(\left[(E_0 k_+ - g)^2 + 8\pi J_0 l_1 k_+\right]^{\frac{3}{2}} - \left[E_0 k_+ - g\right]^3\right)\right\} \qquad [9]$$

Analogamente per la differenza di potenziale V_2 tra l'armatura di destra del condensatore e lo strato, integrando la [7] tra i limiti $x=l_2$ e $x=0$, si ha

$$V_2 = -\frac{1}{k_-}\left\{ g l_2 - \frac{1}{12\pi J_0 k_-}\left(\left[(E_0 k_- + g)^2 + 8\pi J_0 l_2 k_-\right]^{\frac{3}{2}} - \left[E_0 k_- + g\right]^3\right)\right\}. \qquad [10]$$

L'approssimazione già adottata da J. J. Thomson (5), da noi seguita nel precedente lavoro, verrà qui ritenuta valida per piccole velocità del vento, in quanto in tal caso può essere ancora notevole l'effetto della ricombinazione nell'interno dello strato sede della ionizzazione: in questa approssimazione si ammette come trascurabile il quadrato del campo elettrico, in prossimità dello strato suddetto, rispetto al termine $8\pi J_0\, x/k$. Essendo $(E_0\, k - g)^2$ dello stesso ordine di $k^2 E_0{}^2$, noi consideriamo piccoli di fronte all'unità, nelle suddette equazioni [9] e [10] i termini in $(E_0\, k - g)^2/8\pi J_0\, x\, k$ e li trascureremo insieme alle loro potenze nello sviluppo in serie dell'espressione a potenza 3/2 nelle [9] e [10]: si ottengono così per i potenziali le relazioni semplificate

$$V_1 = \frac{1}{k_+}\left[\frac{2}{3}\sqrt{8\pi J_0 l_1^3 k_+} + g l_1\right], \qquad [11]$$

$$V_2 = \frac{1}{k_-}\left[\frac{2}{3}\sqrt{8\pi J_0 l_2^3 k_-} - g l_2\right]. \qquad [12]$$

La differenza di potenziale $V_1 + V_2$ è vincolata e data da quella V costante applicata fra le armature del condensatore: imponendo questa ulteriore condizione ed eliminando la J si ha per la differenza di potenziale V_1 fra lo strato e l'armatura di sinistra, l'equazione

$$V_1 = \frac{V}{1+\sqrt{\frac{k_+}{k_-}\left(\frac{l_2}{l_1}\right)^3}}\left[1 + \frac{g l_2}{k_- V}\left(1+\sqrt{\frac{k_- l_2}{k_+ l_1}}\right)\right]. \qquad [13]$$

In assenza di vento $g=0$, l'espressione trovata si riduce a quella da noi già data nel precedente lavoro, allorché considerammo l'effetto della sola carica spaziale (6). La differenza di potenziale fra lo strato e la seconda armatura risulta

---

(5) J. J. THOMSON, Conduction of Electricity through gases. Cambridge, p. 74, 1903.

(6) Cfr. loc. cit. (4), pag. 159, formula [11], R. CIALDEA, Annali di Geofisica, I, p. 364 (1498).

$$V_2 = \frac{V}{1+\sqrt{\frac{k_+}{k_-}\left(\frac{l_2}{l_1}\right)^3}}\left[\sqrt{\frac{k_+}{k_-}\left(\frac{l_2}{l_1}\right)^3} - \frac{g l_2}{k_- V}\left(1+\sqrt{\frac{k_-}{k_+}\frac{l_2}{l_1}}\right)\right]; \qquad [14]$$

tale differenza di potenziale si annulla allorché g assume il valore

$$g_1 = \frac{k_+ V}{l_1}\frac{1}{1+\sqrt{\frac{k_+}{k_-}\frac{l_1}{l_2}}}. \qquad [15]$$

In corrispondenza si ha $V_1 = V$.

Per questa velocità g_1 lo strato soggetto all'azione ionizzante assume il potenziale della seconda armatura, e la differenza di potenziale applicata V si trova localizzata per intero fra detto strato e la prima armatura. Valori maggiori non sono ammissibili, perché porterebbero ad una differenza di potenziale più grande di quella applicata: il valore g_1 limita dunque superiormente, dal punto di vista analitico, l'intervallo di variazione della g nel primo regime.

Consideriamo ora il caso in cui la velocità g del vento sia sempre superiore alle velocità che possono raggiungere gli ioni positivi sotto la sola azione del campo elettrico (secondo regime). Per la condizione così imposta al valore di tale velocità, la prima regione rimane vuota di cariche, essendo le stesse trasportate tutte dal vento nella seconda regione: in quest'ultima gli ioni positivi e negativi si muovono ambedue nello stesso verso, i negativi accelerati, i positivi rallentati dal campo elettrico, il quale peraltro non è sufficiente per quest'ultimi a vincere l'azione di trascinamento dell'aria.

Nella seconda regione la velocità degli ioni positivi è espressa da $g+k_+E$ e quella dei negativi da $g-k_-E$, ambedue maggiori di zero.

Fra il campo elettrico E, le concentrazioni n_+ e n_- degli ioni e la densità di corrente di ciascun segno J_+ e J_-, valgono le relazioni

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi(e_+ n_+ + e_- n_-). \qquad [16]$$

$$J_+ = e_+ n_+ (g+k_+E) > 0, \qquad J_- = e_- n_- (g-k_-E) < 0. \qquad [17]$$

Si deve tener presente che si ha $e_+ = -e_-$ e che $J_+ + J_- = 0$, poiché in condizioni stazionarie, mancando le cariche nella prima regione, deve essere nulla anche la corrente attraverso la seconda regione. Eliminando le concentrazioni fra le relazioni precedenti, ponendo $J_+ = -J_- = J$ si ottiene

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi J \left[\frac{1}{g+k_+E} - \frac{1}{g-k_-E} \right] . \qquad [18]$$

Anche in questo caso la J, in condizioni stazionarie, è indipendente dalla x; l'equazione precedente integrata dà

$$x = -\frac{1}{4\pi J(k_+ + k_-)} \left[g^2 \ln E(x) + g(k_+ - k_-)E(x) - \frac{k_- k_+}{2} E^2(x) + C \right]; \qquad [19]$$

C è la costante di integrazione, che si determina potendo $x=0$:

$$C = -g^2 \ln E(0) - g(k_+ - k_-)E(0) + \frac{k_- k_+}{2} E^2(0) \qquad [20]$$

che sostituita nella [19], fornisce

$$x = -\frac{1}{4\pi J(k_+ + k_-)} \left[g^2 \ln \frac{E(x)}{E(0)} + g(k_+ - k_-)\,(E(x) - E(0)) - \frac{k_- k_+}{2} (E^2(x) - E^2(0)) \right] . \qquad [21]$$

valida per $x > 0$.

Esaminiamo l'andamento del campo elettrico nelle due regioni: nella prima esso è ovviamente costante, mancando le cariche, nella seconda è determinato, in funzione del valore $E(0)$ sullo strato sede dell'azione ionizzante, dalla equaz. [21]. Risulta più comodo porre la [21] sotto forma leggermente differente, considerando come parametri il rapporto $u = E(x)/E(0)$, e il rapporto $r = k_+ E(0)/g$ fra la velocità degli ioni positivi sotto l'azione del campo all'uscita dello strato stesso e la velocità del vento. Si ottiene così

$$x = -\frac{g^2}{4\pi J(k_+ + k_-)} \left[\ln u + \left(\frac{k_-}{k_+} - 1 \right) r(1-u) + \frac{k_-}{2k_+} r^2 (1-u^2) \right] . \qquad [22]$$

Nella seconda regione, essendo positivo il segno della densità di carica prevalente, poiché gli ioni negativi risultano diradati rispetto a quelli positivi a causa della loro maggiore velocità, il valore assoluto del campo elettrico è decrescente col crescere della x: pertanto in tale regione si verifica sempre $|E(x)| < |E(0)|$, quindi u compreso tra 0 ed 1.

Per semplificare, potremo considerare due casi tipici, il primo in cui la g sia prossima al valore di transizione, cioè all'incirca r uguale all'unità, ed il secondo in cui la g sia molto grande, cioè r

tendente a zero. Assumiamo per la J il valore 10^{-11} amp$=3 . 10^{-2}$ u.e.s., che corrisponde alla densità di corrente dell'ordine di quella delle sonde da noi adoperate, e 411 u.e.s. per k_{-}, 567 u.e.s. per k_{+}. Nel primo caso, se la x non è eccessivamente piccola, ad es. superiore a qualche centimetro, si riscontra che dei tre termini in parentesi, la somma dei due ultimi può al massimo essere 0,3, mentre il fattore $4\pi J(k_{+}+k_{-})x/g^2$ è molto grande rispetto all'unità, per velocità che si aggirano intorno al valore sopra menzionato. Pertanto il termine logaritmico risulta di gran lunga prevalente rispetto agli altri due: in questa approssimazione, il campo è espresso semplicemente da

$$E(x) = E(0)\, e^{-\frac{4\pi J(k_{+}+k_{-})}{g^2} x} \quad . \qquad [23]$$

Essendo grande il valore del coefficiente che si trova all'esponente, il campo decresce rapidamente al crescere della x, e tanto più, quanto più prossima è la velocità al valore di transizione: il campo può ritenersi nullo a breve distanza dallo strato sede dell'azione ionizzante. Per ogni valore della x, quando la velocità cresce allontanandosi dal valore di transizione, il campo elettrico aumenta, di modo che il parametro u va crescendo verso l'unità.

Si può in questo modo raggiungere la condizione che il valore del $\ln u$ non sia più preponderante rispetto ai due termini successivi: da questo momento la grandezza dei tre termini diventa comparabile. Per rendercene ragione osserviamo che nell'intorno di $u=1$ possiamo sviluppare in serie il logaritmo conservando nello sviluppo solo il primo termine: abbiamo in questo modo

$$E(x) = E(0) \left\{ 1 - \frac{4\pi J(k_{+}+k_{-})x}{g^2\left[1 - \left(\frac{k_{-}}{k_{+}} - 1\right) r - \frac{k_{-}}{k_{+}} r^2\right]} \right\} . \qquad [24]$$

Per valori di g molto grandi il secondo termine nelle graffe praticamente si annulla e si ha $E(x)=E(0)$; il campo in questo modo risulta costante anche lungo la seconda regione, poiché le cariche sono così diradate da non far sentire più la loro influenza.

Il grafico di fig. 5 indica qualitativamente l'andamento del campo elettrico in funzione della x per un dato valore della g: questa curva decade al crescere della x sempre meno rapidamente a misura che la velocità del vento diviene forte.

Determiniamo ora il potenziale assunto dallo strato intermedio: a tale scopo occorre ricavare dalla [21] la differenza di potenziale tra lo strato stesso e la seconda armatura.

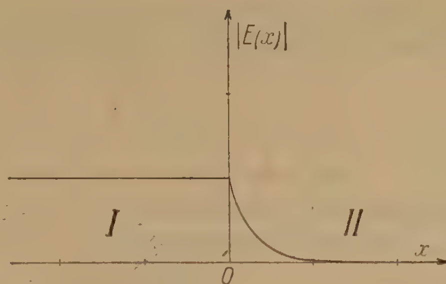


Fig. 5

La [21] non è risolubile in termini finiti rispetto alla E; però con una integrazione per parti, è possibile ricavare il valore della differenza di potenziale V_2 in funzione del campo; infatti si ha

$$V_2 = -\int_0^{l_2} E dx = -\left[Ex \right]_0^{l_2} + \int_0^{l_2} x dE \qquad [25]$$

Effettuando l'operazione, si ottiene

$$V_2 = \frac{1}{4\pi J(k_+ + k_-)} \left\{ g^2 \left(E(l_2) - E(0) \right) + g \left(\frac{k_+ - k_-}{2} \right) \left(E^2(l_2) - E^2(0) \right) - \right.$$
$$\left. - \frac{k_- k_+}{3} \left(E^3(l_2) - E^3(0) \right) \right\}. \qquad [26]$$

Eliminando il campo $E(l_2)$ fra la [26] e la [21], dopo aver posto in questa $x = l_2$, si ottiene il valore della differenza di potenziale V_2 in funzione del campo $E(0)$ sullo strato intermedio e dei restanti parametri g, l_2, J.

Per la forma della [21], questa eliminazione non è effettuabile in termini finiti; per tramite del calcolo numerico, avendosi più parametri variabili da considerare, l'operazione di calcolo riesce piuttosto complessa; perciò ci riferiremo a due casi più semplici ed espressivi, e precisamente a quello in cui la velocità è prossima al valore di transizione e all'altro in cui la stessa è molto grande.

Nel primo caso, se $u = E(l_2)/E(0)$ è molto piccolo, possiamo, nella [26], trascurare u rispetto all'unità: con ciò la V_2 non risulta più legata alla [21], ma data da

$$V_2 = -\frac{E(0)}{4\pi J(k_+ + k_-)} \left(g^2 + \frac{k_+ - k_-}{2} gE(0) - \frac{k_- k_+}{3} E^2(0) \right). \quad [27]$$

Ricordando ora che il campo ai due lati dello strato intermedio deve avere lo stesso valore, può esprimersi $E_2(0)$ in funzione di l_1 cioè

$$E(0) = -E_0 = -\frac{V_1}{l_1} \quad , \qquad [28]$$

imponendo poi la condizione $V = V_1 + V_2$ possono eliminarsi dalla precedente $E_2(0)$ e V_2 ottenendo

$$g^2 - \frac{k_+ - k_-}{2}\frac{V_1}{l_1}g - \frac{k_- k_+}{3}\left(\frac{V_1}{l_1}\right)^2 - 4\pi J(k_+ + k_-)l_1\left(\frac{V}{V_1} - 1\right) = 0. \qquad [29]$$

Risolvendo rispetto alla g, si ha

$$g = \frac{V_1}{l_1}\frac{k_- - k_+}{4}\left[\sqrt{1 + \frac{16}{3}\frac{k_- k_+}{(k_- - k_+)^2} + 64\pi J\frac{k_- + k_+}{(k_- - k_+)^2}\left(\frac{l_1}{V_1}\right)^3 (V - V_1)} - 1\right] \qquad [30]$$

ove per la radice si è scelto il segno positivo dovendo risultare $g > 0$. Determiniamo ora il valore di g_2, per il quale lo strato intermedio assume il potenziale della seconda armatura, cioè $V_1 = V$: si ha allora

$$g_2 = \frac{V}{l_1}\frac{k_- - k_+}{4}\left[\sqrt{1 + \frac{16}{3}\frac{k_- k_+}{(k_- - k_+)^2}} - 1\right], \qquad [31]$$

corrispondentemente si ha $V_2 = 0$. Dal valore $V_1 = V$, il potenziale diminuisce al crescere della velocità del vento dapprima lentamente e quindi tanto più rapidamente per quanto il valore della J è piccolo; con tutto ciò tale dipendenza non complica l'andamento del fenomeno; infatti, per velocità g così forti, nell'interno dello strato intermedio potrà ritenersi raggiunto il regime di saturazione e la J, a parità di intensità di ionizzazione, risulterà praticamente costante ed indipendente dalla g.

Consideriamo ora il caso in cui la velocità del vento sia così grande e le cariche così diradate nella seconda regione, che il rapporto $u = E(l_2)/E(0)$ risulti prossimo all'unità. In questa eventualità vale per il campo elettrico la [24], che fu da noi ottenuta ritenendo appunto trascurabile il termine $(1 - u)/2$ di fronte ad 1: per determinare il potenziale in questo caso integriamo la stessa [24] rispetto ad x, limitandola tra $x = l_2$ e $x = 0$ ed otterremo

$$V_2 = E_0 l_2 \left\{ 1 - \frac{2\pi J(k_+ + k_-)}{g^2 \left[1 - \left(\frac{k_-}{k_+} - 1 \right) r - \frac{k_-}{k_+} r^2 \right]} l_2 \right\} . \quad [32]$$

Osserviamo che essendo qui la velocità g molto maggiore di quella di transizione, e quindi r prossimo a zero, nel denominatore della frazione possono trascurarsi il secondo e terzo termine rispetto al primo. Allora la precedente si semplifica ulteriormente e diventa

$$V_2 = E_0 l_2 \left(1 - \frac{2\pi J(k_+ + k_-)}{g^2} l_2 \right) \quad ; \quad [33]$$

ricordiamo che $E_0 = V_1/l_1$ e che $V_1 + V_2 = V$, e sostituendo nella precedente, si ha

$$V_1 = \frac{V l_1}{l_1 + l_2 \left(1 - \frac{2\pi J(k_+ + k_-)}{g^2} l_2 \right)} . \quad [34]$$

Se ne deduce che per g tendente ad infinito il potenziale tende a quello statico $V l_1/(l_1 + l_2)$ in assenza di cariche.

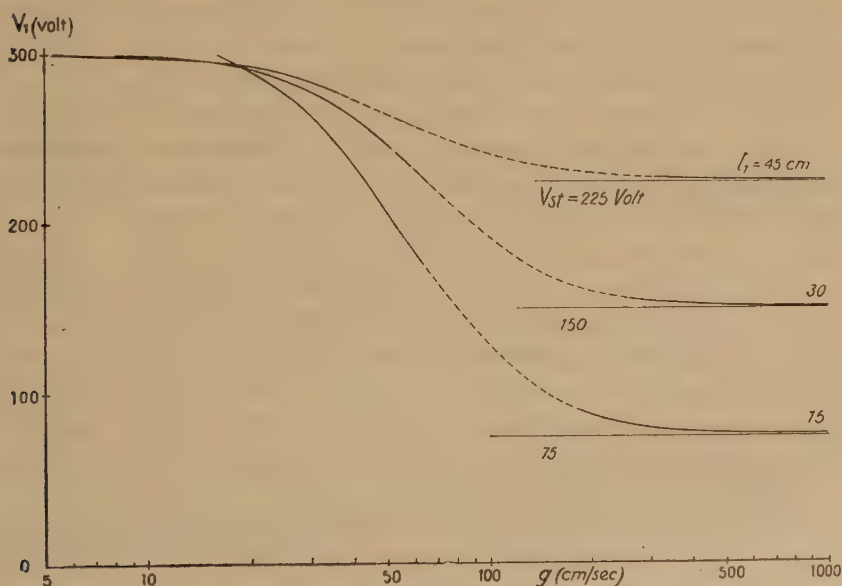


Fig. 6

Nel grafico di fig. 6 è riportato l'andamento di V_1 in funzione di g allorché lo strato intermedio si trova a 15, 30 e 45 cm di distanza dalla prima armatura, per un valore della densità di corrente

$J=3 \cdot 10^{-2}$ u.e.s. e per una differenza di potenziale $V=1$ u.e.s., determinato per mezzo delle formule [30] e [34] sui due tratti iniziali e terminali (tratto pieno), mentre i punti intermedi sono stati determinati per mezzo del calcolo numerico eliminando, come fu già detto, il parametro u tra le [26] e [21].

Interessa ora di mettere a raffronto i risultati ottenuti nelle trattazioni relative al primo e al secondo regime di funzionamento.

Le conclusioni di maggior rilievo, che abbiamo potuto trarre dalle considerazioni teoriche fin qui esposte sono le seguenti:

1) per velocità del vento crescenti a partire da zero, il potenziale dello strato sede dell'azione ionizzante si sposta dal valore che gli compete nel condensatore in base alla presenza della carica spaziale, verso valori sempre più alti, e tende a raggiungere il potenziale della seconda armatura, mantenendosi il fenomeno sempre nel primo regime, con cariche di segno diverso in ciascuna delle due regioni;

2) per velocità del vento superiori, il potenziale dello strato diminuisce di nuovo e tende al valore statico, ed il fenomeno si svolge nel secondo regime in cui sono assenti le cariche nella prima regione, mentre nella seconda regione sono presenti cariche dei due segni.

Dalla trattazione teorica fin qui svolta risulterebbe dunque che sia nel primo che nel secondo regime di funzionamento esiste una condizione per la quale il potenziale dello strato intermedio raggiunge quello della seconda armatura, ciò che si verifica allorché la velocità del vento assume i valori g_1 e g_2, dati dalle [15] e [31].

Per delimitare ora la transizione fra i due regimi osserviamo che finché si rimane nel primo regime dovrà verificarsi sempre $g < k_+ E_0$, mentre nel secondo regime dovrà essere sempre $g > k_+ E_0$. La valutazione di queste disuguaglianze implica la determinazione di E_0, la quale, se è ovvia per il secondo regime, risulta piuttosto complessa per il primo. Per questo caso ci limiteremo ad una valutazione approssimata.

In prossimità della transizione la differenza di potenziale V_2 è piuttosto piccola e potremo ritenere E_0 dello stesso ordine del valore assoluto medio del campo nella seconda regione, pur mantenendosi E_0, per la $[7]_2$ sempre minore:

$$E_0 < \frac{V_2}{l_2} = \frac{V - V_1}{l_2} \quad . \qquad [35]$$

Quindi finché si rimane nel primo regime, la velocità g non potrà essere mai maggiore di $k_+ (V - V_1)/l_2$.

Consideriamo il grafico di fig. 7 nel quale sono tracciate, per l'intervallo che ci interessa, le rette che secondo la [13], ci esprimono

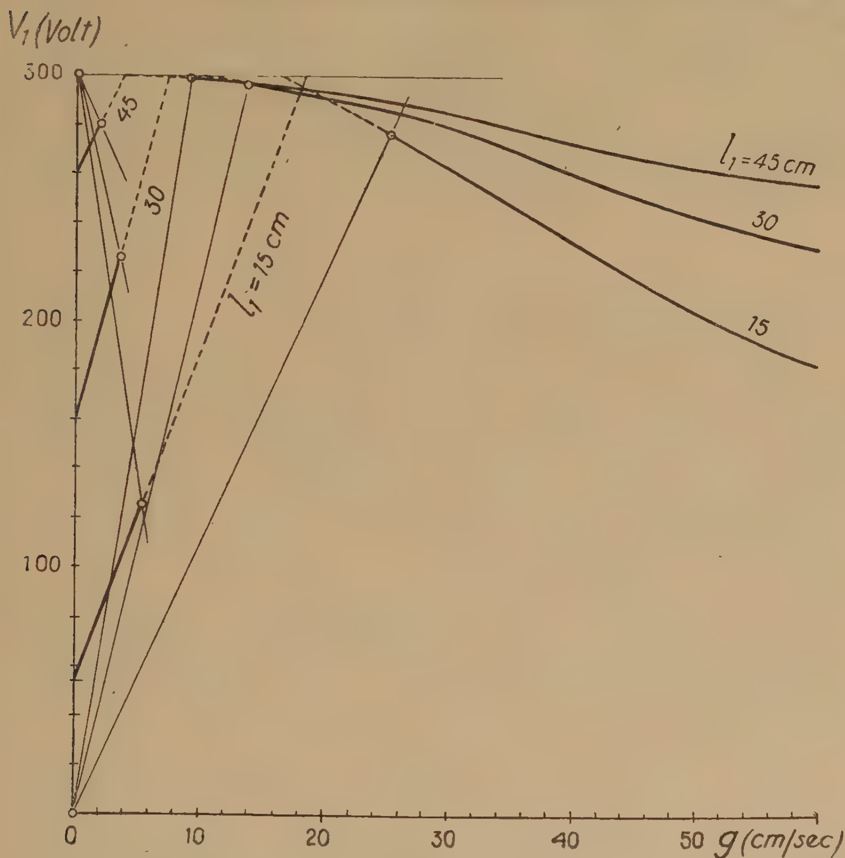


Fig. 7

l'andamento della $V_1(g)$ nel primo regime e le curve che, secondo la [30], ci rappresentano la stessa grandezza nel secondo regime. Tracciamo in tale grafico le rette

$$g = k_+ \frac{V - V_1}{l_2} \qquad [36]$$

per i rispettivi valori $l_1 = 15$, 30 e 45 cm. Tutti i punti delle rette $V_1(g)$ a destra della intersezione non rappresentano uno stato fisico

reale, in quanto la velocità del vento risulterebbe più che sufficiente al passaggio nel secondo regime.

Per il secondo regime invece, oserviamo che nella prima regione non esiste carica e quindi $E_0 = V_1/l_1$. Perciò in questo regime deve essere sempre

$$g > k_+ \frac{V_1}{l_1} . \qquad [37]$$

Tracciamo analogamente nel grafico le tre rette

$$g = k_+ \frac{V_1}{l_1} . \qquad [38]$$

I punti delle curve [30] a sinistra delle intersezioni con le rispettive rette non hanno significato fisico reale.

Esiste dunque un intervallo di transizione dal primo al secondo regime relativamente ampio, e nel quale il fenomeno non può essere descritto in base alle ipotesi da noi assunte. E' da osservare a questo proposito, che il limite inferiore dell'intervallo da noi stabilito in prima approssimazione è più elevato che nella realtà e che il campo di funzionamento nel primo regime non si estende al di là di valori assai bassi della velocità del vento.

Rileviamo da ultimo che le considerazioni teoriche fin qui svolte sono partite dall'ipotesi che il vento spirasse in verso opposto a quello del campo; allorché il verso del vento coincide con quello del campo, i risultati sono analoghi.

Abbiamo sinora considerato l'andamento della differenza di potenziale V_1 ai capi della prima regione in funzione della velocità del vento, in quanto tale differenza di potenziale è quella che meglio rappresenta, dal punto di vista fisico, l'andamento del fenomeno.

Per una valutazione dell'influenza del vento sul potenziale assunto dallo strato sede dell'azione ionizzante in confronto al valore che gli spetterebbe in condizioni statiche, in assenza cioè di cariche perturbanti, riesce di maggiore interesse la considerazione dello scarto relativo fra il potenziale V_1 ed il potenziale statico $V_{st} = V\, l_1/l$ cioè $\Delta V/V = (V_1 - V_{st})\, V_{st}$.

Nella fig. 8 abbiamo riportato l'andamento di tale scarto in funzione della velocità g per le tre solite posizioni dello strato intermedio fra le armature del condensatore, e cioè $l_1 = 15$, 30, 45 cm, nel caso da noi studiato di $l = 60$ cm. $V = 1$ u.e.s. e $J = 3 \cdot 10^{-2}$ u.e.s.; il

grafico è stato tracciato in base alla formula [13] per il primo regime ed alle [30] e [34] per il secondo regime. Nel grafico non compare la zona relativa all'intervallo di transizione, cui non si estende la validità fisica delle formule; inoltre la scala adottata in ordinata è più ristretta di quella del corrispondente diagramma sperimentale di fig. 2, e ciò perché gli scarti determinati sperimentalmente si mantengono sempre notevolmente inferiori a quelli risultanti dal calcolo.

Se si confronta questo diagramma con quello ottenuto sperimentalmente, si rileva una notevole somiglianza nei rispettivi andamenti. La schematizzazione teorica del fenomeno, l'aver fatto astrazione dal-

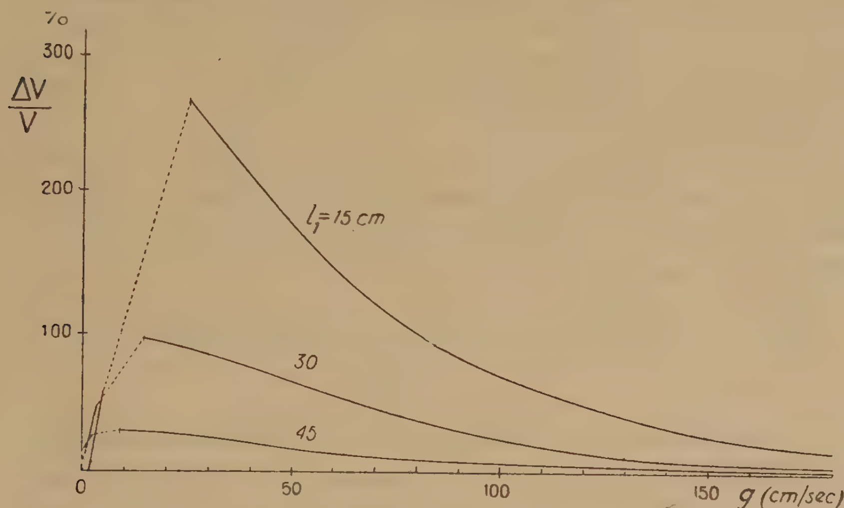


Fig. 8

l'effettiva esistenza della diffusione e le approssimazioni di volta in volta adottate per consentire una trattazione relativamente semplice, non alterano dunque le caratteristiche essenziali del fenomeno stesso, il quale, almeno qualitativamente, risulta soddisfacentemente interpretato. Infatti l'esistenza di un intervallo di velocità del vento in cui lo scarto va crescendo al crescere della velocità, il manifestarsi di un massimo che, per le posizioni dello strato intermedio da noi scelte, cade nell'intervallo compreso fra circa 15 e 30 cm/sec e il susseguente diminuire dello scarto stesso con l'ulteriore aumento della velocità del vento, trovano la loro conferma negli andamenti determinabili teoricamente, in corrispondenza al primo ed al secondo regime.

La posizione in cui cade, secondo la teoria, il valore massimo dello

scarto si trova presumibilmente ai confini o nell'intervallo di transizione; questo massimo risulta tanto più forte quanto più lo strato è prossimo alla prima armatura: secondo i dati rilevati dalla esperienza i valori appaiono alquanto minori di quelli suggeriti dalla teoria; peraltro non bisogna dimenticare come l'esperienza sia stata necessariamente condotta con una sonda reale di estensione molto piccola, mentre la teoria si basa sulla considerazione di uno strato sede dell'azione ionizzante di estensione indefinita. La divergenza fra andamento teorico e sperimentale può essere attribuita al fatto che, nelle condizioni reali, l'azione delle porzioni di superficie equipotenziali che rimangono imperturbate influisce sull'andamento delle stesse superficie in prossimità della sonda; questo fatto del resto fu osservato già in circostanze analoghe, allorché studiammo l'effetto della carica spaziale in mancanza di vento.

E' lecito ritenere che i fatti accertati con queste ricerche e la loro interpretazione teorica potranno dare una guida per una più esatta valutazione dei risultati delle osservazioni di potenziale atmosferico.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Settembre 1948.

RIASSUNTO

Gli AA. espongono alcune loro ricerche condotte per studiare l'influenza del vento sulla misura del potenziale elettrico per mezzo delle sonde radioattive. Vengono daprima descritti i risultati ottenuti nella misura del potenziale stesso in un campo uniforme nel quale fluisce, lungo le linee di campo, una corrente d'aria: lo scarto del potenziale dal suo valore statico cresce dapprima fino ad un massimo al crescere della velocità del vento, e diminuisce successivamente, tendendo asintoticamente a zero. Viene poi sviluppata una trattazione teorica per mezzo della quale possono essere soddisfacentemente interpretati i risultati sperimentali; dalla stessa risulta che debbono essere distinti nel fenomeno due diversi regimi di funzionamento a seconda che la velocità del vento sia minore o maggiore di quella assunta dagli ioni sotto l'azione del campo; tali due regimi corrispondono ai tratti in cui lo scarto cresce e rispettivamente diminuisce al crescere della velocità del vento.

SULL'ORIGINE DEL CAMPO MAGNETICO TERRESTRE E SULLE TEMPESTE MAGNETICHE (*)

ENRICO MEDI

In una nota pubblicata negli « Annali di Geofisica » (a. I, 3), ho esposto una teoria che potrebbe dare ragione dell'esistenza del campo magnetico della terra.

Rinviando l'esame critico dei particolari della teoria a successive note, mi limito a tratteggiarne ora le linee generali. Una corona di elettroni negativi circonda la terra: gli elettroni percorrono l'orbita della corona di raggio R, con la velocità v, nel senso stesso di rotazione del pianeta. Essi costituiscono una corrente elettrica, che produce un campo magnetico primario H diretto, nell'interno della corona, nel senso che va dal polo geografico Nord a quello Sud. Attribuendo al pianeta una suscettività magnetica media χ, l'azione del campo primario H dà luogo ad una intensità di magnetizzazione media I; ne risulta un momento magnetico complessivo M. Il campo da noi osservato alla superficie della terra è dovuto alla presenza di tale momento totale. La condizione di equilibrio delle cariche lungo l'orbita della corona è dovuto alla eguaglianza fra la forza di Lorentz, che piega gli elettroni verso il centro e la forza di repulsione elettrostatica, dovuta alla carica negativa della terra, sulla cui superficie noi misuriamo il campo elettrico E:

$$F_L = \frac{4}{3}\pi \frac{\varrho^3}{R^3} I \frac{ev}{c} = F_e = \frac{E\,\varrho^2\, e}{R^2} \qquad (\varrho = \text{raggio del pianeta}).$$

da cui
$$\frac{E}{I} = \frac{4}{3}\pi \frac{\varrho}{R}\frac{v}{c}$$

Dalla condizione $H = \dfrac{2\pi i}{cR}$ e $i = n\,e\,s\,v$

si ottiene il valore del prodotto della concentrazione n degli elet-

(*) Sunto di una comunicazione esposta al Congresso Internazionale dell'U. G.G.I. di Oslo del 28 agosto 1948.

troni (numero di essi per cent. cubo) per l'area s della sezione della corona

$$n\,s = \frac{2\,I^2\,\varrho}{3\,E\,e\,\gamma} = 1{,}71\cdot 10^{17}$$

Poiché le cariche elettriche negative tendono a diffondersi nello spazio, in virtù della repulsione elettrostatica ed elettromagnetica, si possono stabilire varie ipotesi per garantire la stabilità del fascio elettronico. Fra queste si può formulare l'ipotesi di cariche positive che ruotano nello stesso pennello elettronico, ma con velocità molto minore. In tal caso le forze elettrostatiche ed elettromagnetiche esistenti fra le particelle, tengono queste unite, mentre il campo magnetico H rimane, praticamente, come dovuto ai soli elettroni negativi, data la loro molto maggiore velocità.

Per spiegare la genesi del fenomeno sono in corso di pubblicazione altre note; è possibile però fin da ora intravedere come, per un altro qualsiasi pianeta, sia possibile la realizzazione di condizioni simili, la cui causa iniziale può essere costituita dal passaggio di fasci di elettroni nelle prossimità di esso.

Varie conseguenze si possono dedurre dalla teoria; fra queste notiamo la seguente possibile interpretazione dell'origine delle tempeste magnetiche.

L'area Σ della corona elettronica è attraversata dal flusso del campo magnetico solare. Se il momento magnetico del sole è M_s e la distanza terra-sole D_2 il flusso risulta

$$\Phi = B_s\,\pi\,R^2 \qquad \text{e} \qquad B_s = \frac{M_s}{D^3} \sim 2.10^{-6}$$

Se si produce una variazione del campo solare (dovuta a fenomeni che hanno origine sul sole stesso) si genera lungo la corona, per induzione elettromagnetica, un campo elettrico E_0

$$\frac{1}{c}\,\pi\,R^2\,\frac{\partial B_s}{\partial t} = -\oint E_0 \times dl = 2\,\pi\,R\,E_0 \qquad \text{da cui} \qquad E_0 = -\frac{1}{2c}\,R\,\frac{\partial B_s}{\partial t}$$

Se gli elettroni hanno velocità v, il lavoro compiuto dal campo elettrico indotto E_0, su ciascuno di essi nel tempo dt è:

$$dL = e\,E_0\,v\,d\,t$$

che corrisponde ad una variazione dell'energia cinetica e quindi della velocità delle particelle data da

$$d\frac{m\,v^2}{2} = e\,E_0\,v\,d\,t \qquad m\,v\,d\,v = e\,E_0\,v\,dt$$

$$d\,v = \frac{eE_0}{m}\,dt$$

La variazione dv di velocità degli elettroni produce una variazione dH del campo magnetico primario sulla terra

$$d\,H = \frac{2\pi nes}{cR}\,dv$$

Unendo insieme le varie espressioni trovate e integrando

$$\int_{H_1}^{H_2} d\,H = -\int_{t1}^{t2} \frac{2\pi nes}{cR}\cdot\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{2}\,\frac{R}{c}\,\frac{\partial B_s}{\partial t}\,dt = -\int_{t1}^{t2}\frac{\pi nse^2}{m\,c^2}\,\frac{\partial B_s}{\partial t}\,dt$$

(ritenendo, dato il valore delle velocità, trascurabile la correzione relativistica per la massa), si ha

$$H_1 - H_2 = \frac{\pi\,nse^2}{mc^2}\,(B_{s_2} - B_{s_1}) \qquad \Delta\,H = -\,K\,\Delta B_s$$

Dalla teoria sopra esposta si ha che il valore del prodotto è:

$$ns = 1{,}71.10^{17}$$

perciò:

$$H_1 - H_2 = 1{,}53\cdot10^5\ (B_{s_2} - B_{s_1})$$

Se:

$$(B_2 - B_1) \sim 2.10^{-8}$$

si ha:

$$(H_2 - H_1) \sim 3.10^{-3}\ \Gamma.$$

Per una variazione del campo solare (alla distanza sole-terra) pari a circa un centesimo del valore medio si produce sulla terra una perturbazione sul campo esterno primario pari a circa trecento gamma. Il sistema si comporta come un colossale *betatrone cosmico*, funzionante attraverso la mutua induzione sole-terra. Simili fenomeni si possono pensare anche per altri corpi celesti, per la spiegazione della genesi di particelle di elevata energia.

La teoria offre la possibilità di interpretare altri vari aspetti del

magnetismo terrestre (variazioni secolari, ecc.) e dà la possibilità di collegare diversi fenomeni geofisici in una unica visione.

Palermo — Istituto di Fisica dell'Università — Agosto 1948.

RIASSUNTO

La nota è un sunto di una comunicazione esposta dall'Autore al recente Congresso Internazionale dell'U.G.G.I. di Oslo del 28 agosto 1948.

Si richiamano le linee generali di una teoria, già formulata in una nota precedente, che potrebbe dare ragione dell'esistenza del campo magnetico della terra come di qualsiasi altro pianeta. Viene successivamente sviluppata, nel quadro della stessa teoria, una possibile interpretazione dell'origine delle tempeste magnetiche.

ANDAMENTO TERMICO DELLE FUMAROLE LAVICHE DELL'ETNA (*)

S. Cucuzza Silvestri - G. Ponte

Le osservazioni continuative sull'andamento termico delle fumarole dell'eruzione etnea del 1947 ci hanno fatto svelare alcuni fenomeni di particolare interesse che esponiamo in questa nota.

Nei posti della colata principale ove l'ammassamento lavico era notevole si manifestarono, alcuni giorni dopo cessata l'eruzione, delle fumarole a cloruro ammonico alcune delle quali sono tuttora attive. Le più persistenti si trovano verso quota 1050 e su sette di esse, non molto distanti l'una dall'altra, abbiamo fermata la nostra maggiore attenzione. La colata, in questo tratto, è larga circa 120 m e dista 1800 metri dal fronte principale che si arrestò dopo 8 giorni di eruzione ([1]). In altri posti più a monte, cioè più vicino alla bocca effusiva, ove la lava si era accumulata in minor quantità perché più fluida e su terreno a forte pendenza, le fumarole ebbero breve durata.

La determinazione della temperatura è stata fatta con un pirometro termoelettrico con quadrante tarato da 0° a 600°C. Le determinazioni sono state fatte ad intervalli da otto a dodici giorni, a partire dal mese di aprile, cioè un mese dopo cessata l'eruzione del 1947. Abbiamo avuto cura d'introdurre la pinza termoelettrica sempre alla stessa profondità dentro ogni fumarola, badando di non modificare l'apertura onde non turbare l'andamento termico, come qualche volta è avvenuto.

I risultati sono i seguenti: abbiamo riscontrato la massima temperatura iniziale di 305° nella fumarola *G*, situata verso il centro della colata. Ivi l'attività andò affievolendosi fino a raggiungere 40° dopo circa sei mesi. Nella fumarola *A*, situata ove la lava si accumulò maggiormente, abbiamo riscontrato una temperatura iniziale di 295°. Questa fumarola si presenta tuttora attivissima. Le fumarole *B* e D_2 rispettivamente con temperatura iniziale di 295° e di 290°,

---

(*) Ricerche eseguite con il contributo del Consiglio Nazionale delle Ricerche.

([1]) G. Ponte, *L'eruzione dell'Etna del febbraio-marzo* 1947. Annali di Geofisica, I, 1 (1948).

pur esse tuttora attive, si sono formate: la *B* a circa m 20 dalla *A* e dalla *D* più in basso, verso il fronte, in un posto ove la lava trovasi maggiormente ammassata. Le altre fumarole hanno presentato le seguenti temperature massime iniziali: 270° la *E*, che ha avuto brevissima durata; 160° la *C* e la *F*, di durata non molto lunga.

L'abbassamento di temperatura nelle fumarole *C*, *E*, *F* e *G* procedette piuttosto regolarmente fino al completo raffreddamento. Le fumarole *A*, *B* e *D*, delle cui variazioni termiche riportiamo i gra-

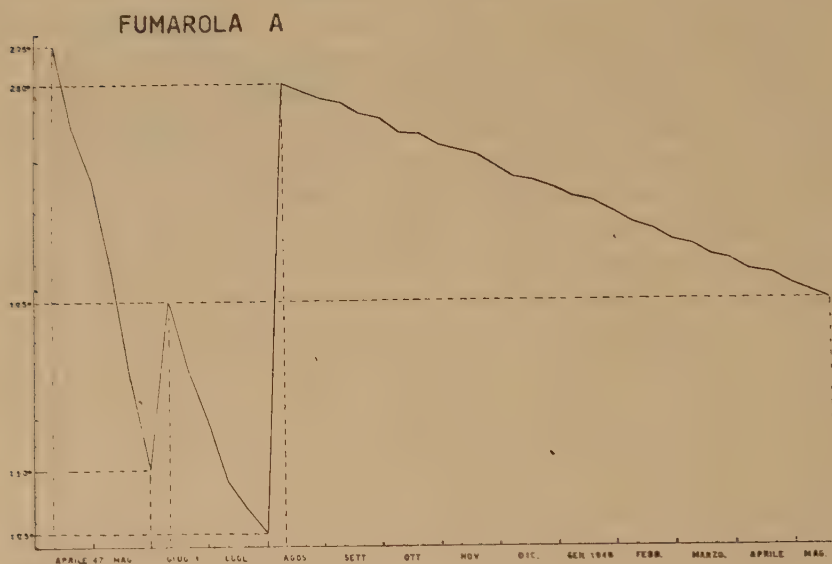


Fig. 1

fici, presentarono un particolare andamento che è stato oggetto speciale del nostro studio.

Nella fumarola *A* all'inizio, cioè il 10 aprile 1947, la temperatura risultò di 295°; scese poi gradatamente e dopo circa due mesi, il 30 maggio, raggiunse 130°. Nella successiva misurazione, fatta dieci giorni dopo, notammo che la temperatura aveva fatto un salto di 65° elevandosi bruscamente a 195°. Nei successivi mesi l'abbassamento della temperatura procedette con andamento regolare fino al giorno 29 luglio 1947 scendendo a 105°. Subito dopo, il giorno 8 agosto, notammo una nuova brusca elevazione: la temperatura si era portata a 280°, facendo un salto di 175°. Da quel giorno l'abbassamento

della temperatura procedette gradatamente e lentamente, tanto che dopo nove mesi, il 14 maggio 1948, il pirometro segnava 195°.

Simili anomalie presentarono le fumarole *B* e *D*. Nella B si notò una regolare diminuzione a partire dal 10 aprile 1947 (295°) fino al 9 giugno quando la temperatura risultò di 135°. Nella decade successiva notammo un rapido salto positivo di 132°, giacché la temperatura si elevò a 267°. In seguito la fumarola presentò una regolare

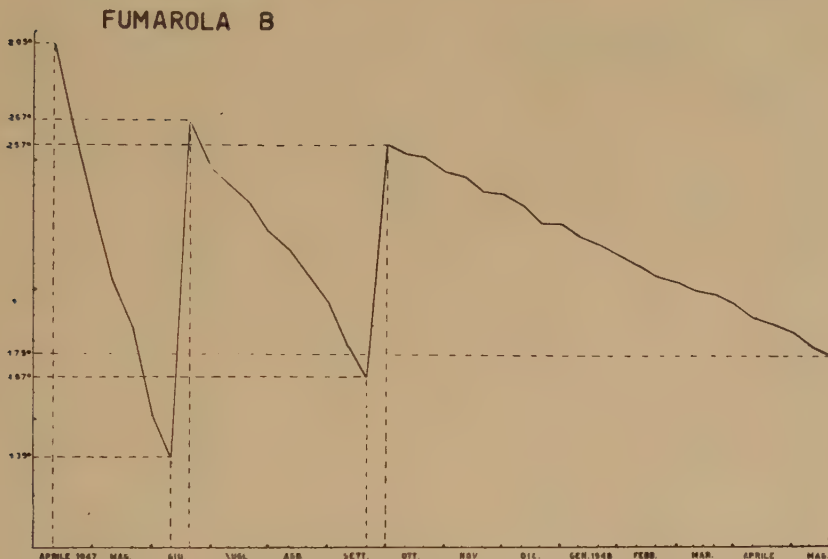


Fig. 2

temperatura decrescente che il 17 settembre si portò a 167°. Nella decade seguente si ebbe ancora un altro salto di 90°, essendo la temperatura salita rapidamente a 275°. In seguito l'andamento decrescente della temperatura si presentò regolare ed il 14 maggio 1948 trovammo 175°.

La fumarola *D* presentò un solo salto: da 125° misurati il 22 agosto la temperatura si elevò a 180° il giorno 27 e poi andò gradatamente decrescendo, tanto che il 14 maggio era scesa a 85°.

Riassumendo: gli abbassamenti della temperatura nelle fumarole sopra descritte sono avvenuti piuttosto gradualmente anche nel periodo invernale delle piogge; gl'innalzamenti, invece, sono stati sempre bruschi, e poiché sono avvenuti anche nel periodo di siccità, con

salti considerevoli, crediamo attendibile che la sopraelevazione brusca di temperatura sia dovuta alla formazione di nuove contrazioni sinclasiche nella parte della lava in via di consolidamento.

Le fumarole vulcaniche, come abbiamo dimostrato in altre pubblicazioni ([1]), sono dovute a spaccature che si formano nelle colate e nei crateri ove l'aria penetrando viene a contatto con la parte più calda della lava. Riteniamo pertanto che, fin quando nessun turbamento avviene nell'interno della fumarola lavica, la temperatura

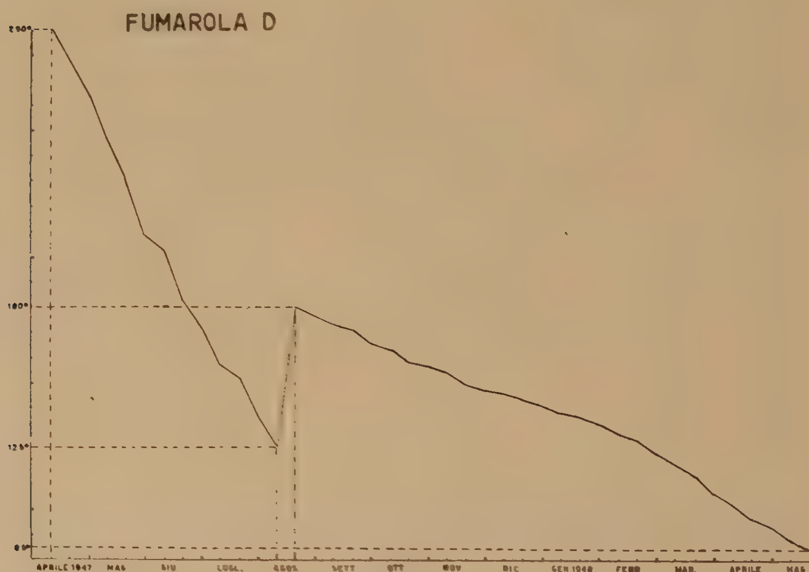


Fig. 3

si presenti regolarmente decrescente: ciò si vede chiaramente nel grafico della fumarola *G*. Quando nell'interno della fumarola avviene un turbamento, che può aver luogo per la formazione di una nuova spaccatura dovuta a contrazione del magma lavico in via di solidificazione, allora si riattiva una più profonda circolazione d'aria nella parte più rovente con il conseguente aumento della temperatura. Tale fenomeno ha luogo soltanto ove l'ammassamento di lava in via di raffreddamento è più notevole. Nell'atto in cui si formano le contrazioni sinclasiche si avvertono sovente dei cupi rumori, ma non così

([1]) G. Ponte, *Fumarole vulcaniche*, Rend. Acc. Lincei, XVII S. VI, genn. 1943.

forti come quelli che si odono, anche a distanza, durante la formazione dei crepacci dei ghiacciai.

Ripetiamo che sinora non troviamo altra spiegazione più convincente sulla origine del fenomeno degli improvvisi salti di temperatura nelle tre fumarole *A*, *B*, e *D* sopra descritte.

Aggiungiamo ora i risultati di alcune nostre ricerche chimiche fatte su questo gruppo di fumarole laviche:

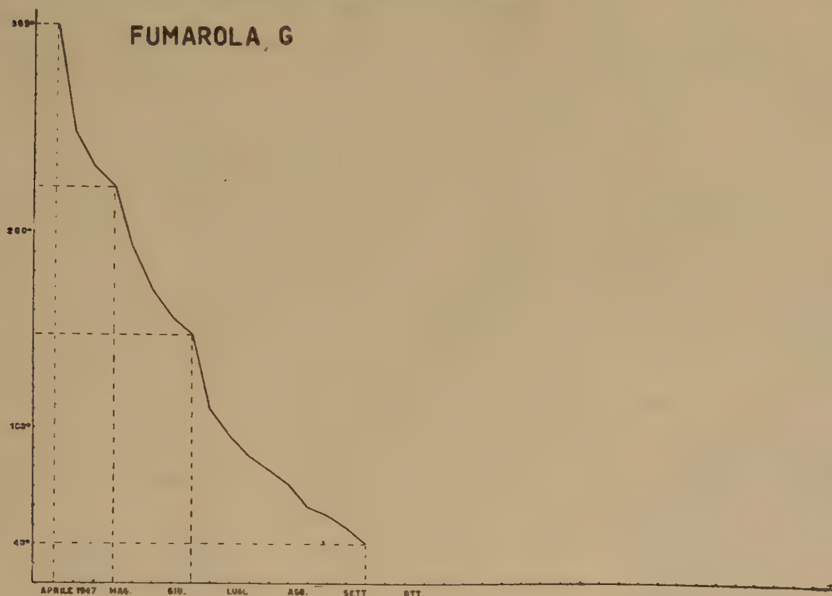


Fig. 4

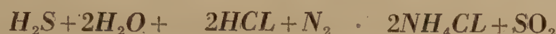
La fumarola *G*, con temperatura iniziale di 305°, la più elevata del gruppo, che nel maggio scese a 160° e nel settembre del 1947 a 40°, si presentò sempre senza cloruro ammonico ma con tracce di acido cloridrico e vapore acqueo, tanto che le rocce circostanti ne furono attaccate con formazione prevalente di molisite. Nelle altre fumarole abbondavano i cristalli di cloruro di ammonico e si presentarono intorbidati da tracce di cloruro ferrico (molisite).

Abbiamo pure proceduto alla ricerca sistematica dei gas ed abbiamo sempre riscontrato una noţevole acidità per la presenza di acido cloridrico, mentre non abbiamo mai constatato minime tracce né di anidride solforosa, né di idrogeno solforato.

Il vapore acqueo non è mancato in tutte le fumarole. Abbiamo voluto seguire l'andamento delle reazioni chimiche delle suddette fu-


Colata etnea del 1947
0
500 m.
1000 m.
Passopisciaro
Fumarole di quota 1050
0
50m.
100m.
A
B
C
D
E
F
G

marole per studiare la genesi del cloruro ammonico e dai dati ricavati riteniamo che non si possa verificare la reazione del Melsens invocata dal Deville, perché avremmo dovuto riscontrare nelle fumarole la presenza di SO_2 come ultimo prodotto della reazione:



$$H_2S + 2H_2O + \quad 2HCL + N_2 \cdot \quad 2NH_4CL + SO_2$$

D'altra parte gli intorbidamenti riscontrati nei cristalli di cloruro ammonico che si sospettavano dovuti a sostanze catramose, provenienti dalla carbonizzazione delle piante sepolte sotto la lava, sono risultati dei cloruri di ferro misti a polvere sottile. Pertanto escludiamo l'origine organica del cloruro ammonico prospettata dal Bunsen anche per il fatto che abbiamo riscontrato il cloruro ammonico nel cratere subterminale ove non vi è stata mai vegetazione.

Catania — Istituto Vulcanologico Etneo dell'Università — 1947.

RIASSUNTO

Da alcune osservazioni continuative sull'andamento termico di un gruppo di fumarole laviche dell'eruzione etnea del 1947 sono risultati bruschi innalzamenti di temperatura, molto probabilmente, dovuti a spaccature di contrazione (sinclasi) che si formano mano a mano che la lava consolida.

Ricerche chimiche eseguite sulle fumarole a cloruro ammonico fanno escludere l'ipotesi della loro origine organica.

ONDE SUPERFICIALI ASSOCIATE ALLE ONDE S, SS, ... NEL TERREMOTO DEL TURKESTAN DEL 2 NOVEMBRE 1946

P. Caloi - F. Peronaci

In un recente lavoro [1], abbiamo determinato, con un nuovo metodo di calcolo, le coordinate ipocentrali del forte terremoto del Turkestan del 2 novembre 1946. Ecco i risultati dei nostri calcoli:

$\varphi = 41^\circ\ 52',35 \pm 5',2 N$ $\lambda = 71^\circ\ 42',29 \pm 2',9 E$

$h = 73 \pm 23$ km $H = 18^h\ 28^m\ 40^s \pm 2^s,3$

Uno degli scopi di questo lavoro fu quello di procurarci gli elementi necessari per lo studio dei chiari esempi di onde C, ottenuti in parecchie stazioni in occasione di detto terremoto.

E' già stata discussa [2] la probabile origine di questo particolarissimo tipo di onde superficiali.

Per quanto si riferisce al terremoto in esame, particolarmente chiari furono gli esempi di onde $C_{1\text{-}1}$ (determinati da onde S incidenti sotto l'angolo limite a distanze dell'ordine di 4.000 km e con periodi dell'ordine di 33^s—36^s).

La Tabella dà i tempi di registrazione delle onde C osservate. Le C cominciano a comparire chiaramente a Belgrado. Gli esempi più notevoli sono quelli ottenuti a Uppsala, Uccle, Stoccarda, Zurigo, Coira e Neuchâtel (in queste tre ultime stazioni, nonostante il brevissimo periodo proprio degli strumenti) e costituiscono le onde a più lungo periodo di tutto il sismogramma. E' da notare il fatto che nelle stazioni poggianti sul suolo compatto, l'onda S appare di incerta registrazione, mentre in stazioni su strati alluvionali, (København, Strasburgo, Pavia, Roma, ecc.) l'onda C risulta mascherata da oscillazioni a più greve periodo, probabilmente destate dal terremoto nella coltre superficiale.

L'onda $C_{1\text{-}1}$ normalmente, viene registrata fino a distanze dell'ordine di 7.000 km, alle quali subentra l'avvento dell'onda $C_{0,1}$.

Nel terremoto in esame, la stazione sismica europea a massima distanza epicentrale, di cui abbiamo potuto avere i sismogrammi, fu

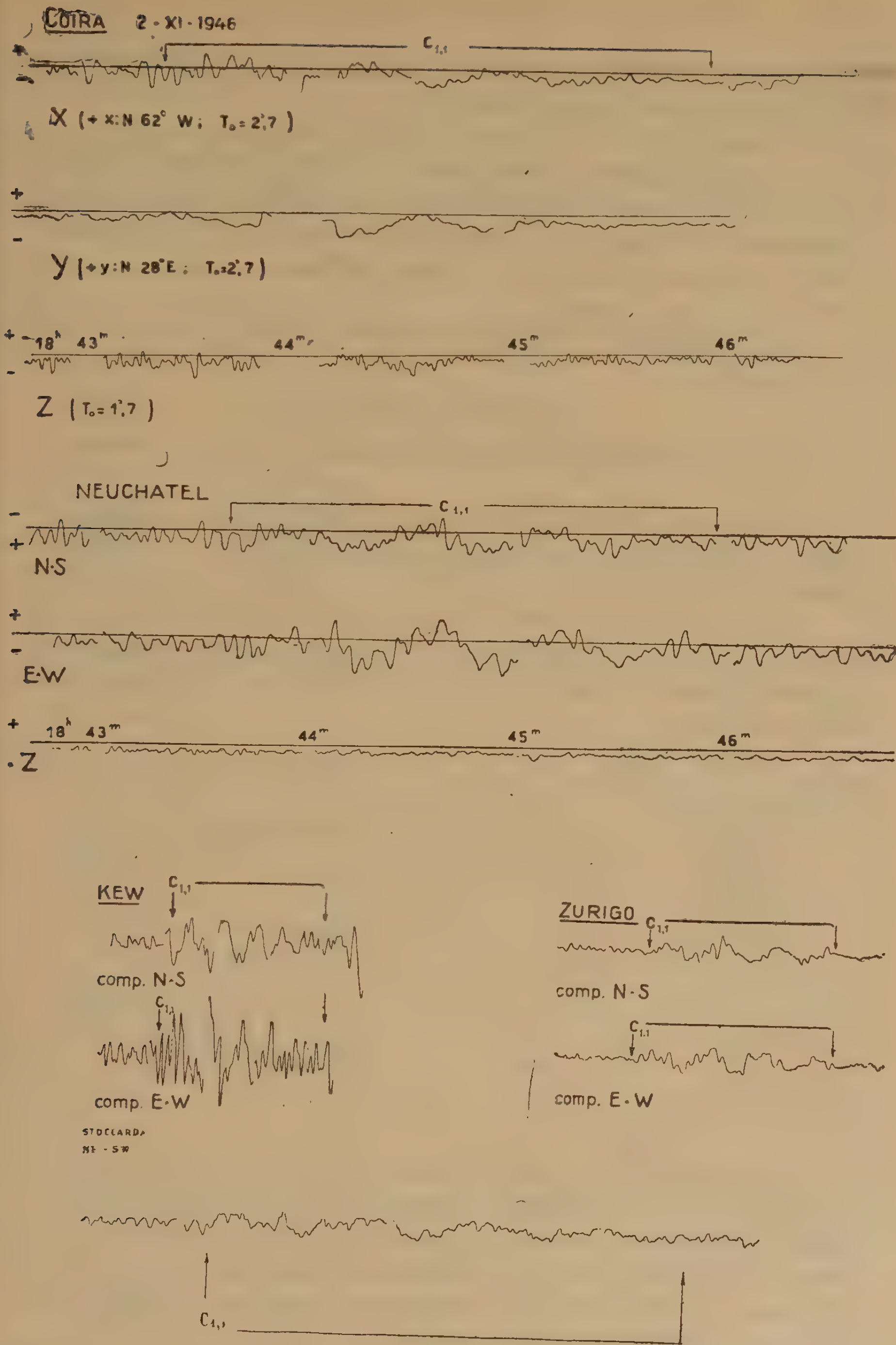

COIRA 2 - XI - 1946
$C_{1,1}$
X (+ x: N 62° W ; T₀ = 2,7)
Y (+ y: N 28° E ; T₀ = 2,7)
18h 43m
44m
45m
46m
Z (T₀ = 1,7)
NEUCHATEL
$C_{1,1}$
N-S
E-W
18h 43m
44m
45m
46m
Z
KEW
$C_{1,1}$
comp. N-S
$C_{1,1}$
comp. E-W
STOCCARDA
NE - SW
ZURIGO
$C_{1,1}$
comp. N-S
$C_{1,1}$
comp. E-W
$C_{1,1}$

Fig. 1

Cartuja (D = 6262km), quasi al limite superiore di recezione della $C_{1,12}$ che vi appare ancora sensibile.

L'oceano Atlantico s'interpone poi fra le stazioni europee e americane, sì che l'onda $C_{0,1}$ ebbe poche probabilità di essere registrata, se non verso l'estremo superiore del suo intervallo spaziale di registrazione. La diminuita intensità del terremoto e gli apparecchi con periodi propri molto bassi, fecero sì che detta residua possibilità non poté realizzarsi.

Fu determinata la dromocrona relativa alle $C_{1,1}$. Essa è retta dall'equazione:

$$0,1336\ \Delta + 235,35 = t^s$$

La velocità apparente di propagazione è risultata pertanto di 7,5 km/sec.

Furono ottenuti pure chiari esempi di onde $C_{1,2}$, in numero però troppo limitato per consentirne la determinazione, sia pure approssimata, della dromocrona.

Ad Huancayo (D = 15.402 km), stazione più lontana di cui abbiamo potuto avere le registrazioni, si ebbe una chiara registrazione di onda $C_{0,2}$ ($T = 48^s$), onda che si ritrova pure fra i sismogrammi di Christchurch.

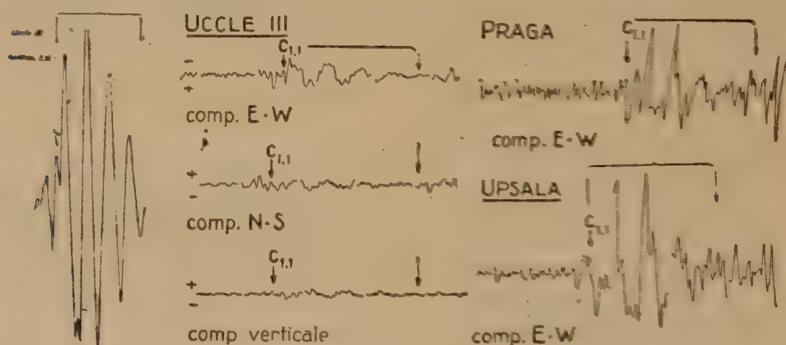


Fig. 2

Le componenti verticali in funzione non sono molte e tutte a periodi piccoli o piccolissimi. Ugualmente, in parecchie stazioni la registrazione delle C è stata apprezzabile anche sulle componenti verticali, il che ci ha permesso di verificare la longitudinalità delle onde all'esame, ciò che costituisce un'ulteriore conferma all'ipotesi ultimamente emessa circa la loro origine ([2]).

Certo, un più accurato esame di dette onde richiederebbe un'e-

qua distribuzione di sismografi ed elevato periodo nelle varie regioni del Pianeta. La fig. 2 (nel suo primo sismogramma, ridotto a 1/6 dell'originale) mostra quanto più netta ed inconfondibile avvenga la registrazione delle onde *C* con strumenti a lungo periodo.

Saremmo pertanto grati ai nostri colleghi se, nel limite del possibile, potessero ovviare alla lamentata lacuna nel senso su accennato.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Settembre 1948.

TEMPI DI REGISTRAZIONE DELLE *C*

Stazioni	Δ	Tempi registr.	T	Note
Irkoust	24° 14',92	—		
Ksara	29 10,13	—		
Elsinki	33 36,12	—		
Helwan	33 36,12	—		
Atene	36 31,53	—		
Belgrado	36 45,88	$18^h\ 41^m\ 40^s$		
Uppsala	37 11,72	41 43	32^s	Compare sulle tre componenti.
Zagabria	39 33,74	42 15	31	Fase particolarmente vistosa sulla E. W.
Praga	39 37,43	42 20	—	Nettamente sulla EW, debole sulla NS e sulla verticale.
Köbenhavn	39 43,90	42 29 ±	32	Fase particolarmente vistosa sulla E. W.
Taranto	40 18,33	42 29	33	Idem.
Trieste	41 06,40	42 37 ±	—	
Catania	42 59,60	—	34-36	La presenza di impulsi non permette di individuare la eventuale onda C.
Roma	43 08,63	43 22	35	Fase poco ampia mascherata da altri impulsi.
Stoccarda	43 14,27	43 06	34	L'inizio della S è quanto mai incerto, essa è quasi non registrata. Chiarissime e vistose le C.
Firenze (Arcetri)	43 22,55	43 20 ±	—	
Prato	43 26,65	—	—	
Coira	43 33,20	43 15 ±	36	Sulle tre componenti.

(*segue*) TEMPI DI REGISTRAZIONE DELLE *C*

Stazioni	Δ	Tempi registr.				T	Note
Zurigo	44° 01'40			43	24	35	Ben visibile su tutte e tre le componenti
Piacenza	44 01,45			—		—	Il groviglio di fasi che seguono la S maschera una eventuale registrazione della C.
Pavia	44 18,55			—		—	Idem.
Strasburgo	44 10,97			43	50±	30-32	Poco ampie ma nette.
Basilea	44 36,95			43	32±	—	Compare su tutte le componenti.
De Bilt	44 51,09			43	52	35	
Neuchâtel	45 11,19		18	43	41	35s	Sulle tre componenti.
Uccle	45 41,50			44	12	33	Tre onde di eccez. ampiezza, su tutte le componenti.
Parigi	47 26,48			44	24	36	Su tutte e tre le componenti.
Kew	48 17,46			44	26	—	
Tortosa	51 50,62			45	16	37	
Cartuja	56 21,43			46	27±	—	
S. College	92 51,62			59	48		
Chicago	94 16,65			59	58	32	
		$C_{1,2}$	19	04	28	28	
Pasadena	103 24,43	$C_{2,3}$	19	02	11		Sulle tre componenti.
Tucson	105 50,63			06	14	24-26	
Tacubaja	118 08,47		19	10	30	33	
Cristchurch	124 11,35	$C_{0,2}$	19	07	14	40	
		$C_{1,2}$	19	20	26±	33	
Huancayo	138 37,15	$C_{0,2}$		09	44	48	
		$C_{1,2}$		15	25	38-36	Poco ampie.
		$C_{2,3}$		18	30±	35	

BIBLIOGRAFIA

(1) Caloi P., Peronaci F.: *Il terremoto del Turkestan del 2 novembre 1946.* « Annali di Geofisica », I, 2, 1948.

(2) Caloi P.: *Sull'origine delle onde superficiali associate alle onde S, SS, SSS,.....* « Annali di Geofisica », I, 3, 1948.

NATURA ED ENTITA' DEGLI ERRORI NELLE RIDUZIONI TOPOGRAFICHE ED ISOSTATICHE DEI VALORI DELLA GRAVITA' (*)

M. Cunietti

INTRODUZIONE

Uno dei metodi di studio della crosta terrestre consiste nella interpretazione delle anomalie gravimetriche. Oltre che in campi assai limitati e per indagini subsuperficiali nella geofisica applicata, esso viene sfruttato a scopi geodetici e geofisici puri per conoscere lo stato, la costituzione e la forma della crosta terrestre.

Per « anomalia gravimetrica » intendiamo la differenza fra la gravità ricavata sperimentalmente e un « valore normale » opportunamente scelto. I valori della gravità osservata non possono però essere usati così come ci vengono dati dalle misure. Bisogna renderli confrontabili tra di loro eliminando quelle perturbazioni di carattere posizionale di cui ci è possibile prevedere l'esistenza e conoscere la natura. Innanzi tutto si deve tener conto della quota della stazione sul mare, delle masse topografiche emerse e delle depressioni marine su tutta la terra.

Oltre a ciò l'ipotesi isostatica, che suppone compensate con difetti di massa della crosta terrestre le masse topografiche emergenti e viceversa, comporta anch'essa delle riduzioni da apportare ai valori osservati della gravità.

Le riduzioni vengono effettuate secondo uno schema già elaborato da Hayford e in parte modificato da Bowie e Vening Meinesz e che in sostanza si riduce a dividere la superficie del globo in tante corone sferiche concentriche sulla stazione e di larghezza via via crescente, e calcolare per mezzo di opportune tabelle l'effetto totale sulla gravità nel punto di stazione, delle masse e delle loro compensazioni, racchiuse entro ciascuna zona.

(*) Lavoro eseguito nel Centro di studi sulla Gravimetria e l'Isostasia del C. N. R. presso l'Istituto di Geodesia del Politecnico di Milano.

Secondo lo schema di Hayford la Terra viene suddivisa in 33 zone, denominate, le 15 più prossime alla stazione (fino alla distanza sferica di 166700 m da essa) con le lettere maiuscole A, B, C, ... M, N, O e le rimanenti 18 (a partire dall'angolo al centro di 1°29'58" corrispondente alla distanza di circa 166700 m fino al punto diametralmente opposto alla stazione), con i numeri 18, 17, 16, ... 3, 2, 1. In seguito venne ritenuto opportuno suddividere ulteriormente in due parti ciascuna delle zone $C\,D\,E\,F$ e O. Risultarono così per le diverse zone e sottozone i limiti indicati nella Tabella I ([3]). (I limiti delle zone sono definiti a mezzo di $X = \operatorname{sen} \Theta/2$ ove Θ è la distanza angolare dal punto di stazione).

Naturalmente le riduzioni sono affette da errori di varia natura; in parte dovuti alla schematizzazione usata, in parte dovuti alla difficoltà di risalire dai dati topografici al valore della massa entro ciascuna zona, e in parte dovuti alle imprecise ipotesi sulla natura e sulla localizzazione della compensazione. Però, malgrado lo schema adottato sia universalmente accettato, esso lascia un po' troppo agio alla valutazione personale di ciascun operatore, cosicché spesso le medesime riduzioni effettuate da operatori diversi portano a risultati differenti. Si veda per esempio il caso delle riduzioni delle due stazioni di Cagliari e Trapani effettuate da G. Cassinis e da R. Coster ([1]) e che portano a risultati che divergono da 13-11 mgal. Paavo Holopainen, in un suo recente lavoro ([2]) ha confrontato alcune riduzioni effettuate da lui con quelle, per le medesime stazioni, già ottenute dal collega Tanni ([3]), gli scarti in media sui 2-3 mgal raggiungono in un caso i 9 mgal. Anche se allo stato attuale delle nostre conoscenze sulla struttura della crosta, una precisazione maggiore nelle riduzioni ben poco servirebbe, tuttavia una maggiore uniformità di riduzione sarebbe molto desiderabile, anche perché ci permetterebbe di conoscere a priori l'ordine di grandezza degli errori da cui sono affette le riduzioni e renderebbe più agevole un eventuale lavoro di revisione.

I. — La formula generale dell'attrazione di un compartimento di zona, sul punto di stazione, venne ricavata in modo rigoroso e tabulata da G. Cassinis ([9]). Essa viene espressa come differenza di due termini, funzioni dei limiti X_1 e X_2 della zona e della differenza di quota h fra compartimento e stazione

$$g = -\frac{4kR}{n}\left[F(x_1, x_2, h_1) - F(x_1, x_2, h_2)\right] \qquad [1]$$

Tabella I

Suddivisione in zone adottata, seguendo Hayford, con le modificazioni di Bowie e Vening Meinesz

Letterate				Numerate			
Zone	Limiti d	x	Area	Zone	Limiti	x	Area
A	0	0,000 0000			1°29'58''	0,013 0	2,3 .10^4 km^2
B	2 m	1		18	1 41 13	14 7	3,3 .10^4
C_1	68	53		17	1 54 52	16 7	4,6 .10^4
C_2	130	102		16	2 11 53	19 1	6,9 .10^4
D_1	230	180		15	2 33 46	22 3	1,2 .10^5
D_2	380	298		14	3 03 05	26 6	3,65.10^5
E_1	590	463		13	4 19 13	37 6	8,2 .10^5
E_2	870	682	1,29 km^2	12	5 46 34	50 3	1,10.10^6
F_1	1280	100	2,85 »	11	7 51 30	68 5	2,05.10^6
F_2	1680	131	3,77 »	10	10 44	93 5	3,03.10^6
G	2290	179	7,52 »	9	14 09	123	3,7 .10^6
H	3520	276	22,40 »	8	20 41	179	10,2 »
I	5240	411	47,70 »	7	26 41	230	20,5 »
J	8440	662	96,00 »	6	35 58	308	46 »
K	12400	973	240,00 »	5	51 04	431	82 »
L	18800	1 47	625,00 »	4	72 13	589	147 »
M	28800	2 26	15,00.10^2 km^2	3	105 48	797	154 »
N	58800	4 61	20,50.10^3 »	2	150 56	0,968	32 »
O_1	99000	7 76	81,00 » »	1	180	1,000	
O_2	132850 m	10 4	24,50 » »				
	1°29'58''	0,013 0	31,91 » »				

Il valore $F(x_1 x_2 h)$ è tabulato per ogni zona in funzione di h. Per mezzo delle tavole fondamentali e della espressione [1] è possibile ottenere oltre che il valore della riduzione topografica, anche quello della riduzione isostatica secondo tutti i criteri fin qui escogitati dagli studiosi per schematizzare la compensazione locale delle masse topografiche, basta entrare nelle tavole con opportuni valori di h_1 e h_2.

Praticamente gli operatori per ridurre un poco il lavoro, usano tavole e schemi meno generali, ma più semplici; e così per la riduzione topografica si usa la formula di Bullard (5)

$$g = -1{,}118 \cdot H_s + B + C \qquad [1']$$

che dà la correzione (in unità di 0,1 mgal) da apportare alla gravità. Il primo addendo è la correzione di Bouguer vera e propria; il secondo « B », è dovuto alla curvatura della Terra; il terzo « C » è la « geländereduktion » corrispondente alla massa o al difetto di massa tra l'altezza della stazione e del terreno. B e C sono opportunamente tabulati.

Ultimamente P. Lejay nel suo libro « Développements modernes de la Gravimétrie » (6), suggerisce un nuovo metodo in cui i 2 primi termini sono tabulati insieme come attrazione di una calotta sferica con polo nella stazione, di spessore H_s ed estesa fino alla zona O_2.

Sia nella formula generale di Cassinis, sia in quelle abbreviate di Bullard-Lejay, ha importanza nella riduzione topografica il valore $h_1 = H - H_s$, cioè differenza di quota fra il compartimento e la stazione; è infatti con questo valore che bisogna entrare nelle tavole.

Ammesso di conoscere con sufficiente esattezza H_s, quota della stazione, cerchiamo che influenza ha un'errata valutazione di H, sulle riduzioni. Per le zone più interne è comodo modificare la domanda, come fa P. Lejay nel già citato suo libro, e cioè: « con quale precisione dobbiamo misurare H per ottenere una data precisione nella riduzione ». Dalle tavole di Cassinis su cui sono già segnate le differenze prime ΔF per un dato intervallo i di h, per mezzo della formula

$$\Delta F < \frac{i}{2{,}67\, \Delta h} 10^{-4} \text{ gal} \quad 2{,}67 = \text{densità media della crosta}$$

si ricavano i valori limite di h, entro i quali un errore Δh prefissato, commesso nella valutazione della quota della zona, porta un

errore inferiore al decimo di milligal sulla correzione topografica. Nel grafico di fig. 1 vengono riportate in ascissa la lunghezza del raggio medio di ogni zona e in ordinata i valori limiti di h ricavati dalla formula precedente.

In questo grafico ogni zona, definita la sua distanza e la sua quota è rappresentata da un punto e la porzione di piano entro cui questo punto va a cadere, ci dà la precisione con la quale dobbiamo misurare la quota della zona, per ottenere un valore della riduzione approssimato a meno di 0,1 mgal.

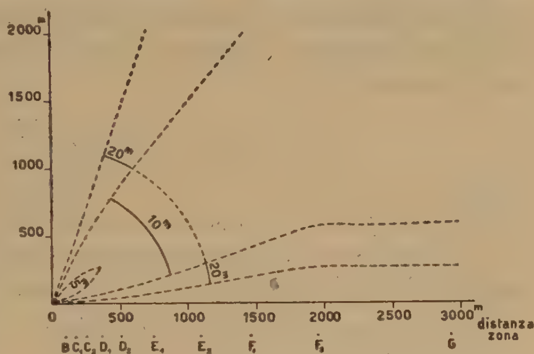


Fig. 1

A differenza di quanto fatto da P. Lejay, parve opportuno adottare un altro metodo per considerarne l'errore nelle zone più lontane. Si divisero i valori di h in 6 gruppi comprendenti i dislivelli tra — 500 e 0; 0-100; 100-500; 500-1000; 1000-2000; 2000-3000 m per ciascuno dei quali si calcolò il valore medio $\Delta F/i$ dalle differenze tabulari prese dalle tavole di Cassinis.

I valori, moltiplicati per la densità costante 2,67, danno l'errore per metro nelle riduzioni topografiche e vennero tabulati e disposti in un grafico avente per ordinate l'errore espresso in unità di 10^{-5} gal/metro e per ascisse la successione delle zone a uguale intervallo l'una dall'altra. Le curve degli errori hanno inizio dalla zona H, in cui i gruppi sono ancora ben distinti (vedi fig. 2), e vanno via via ravvicinandosi fino a confondersi intorno alla zona O_1-O_2.

L'errore per metro rimane quasi nullo nell'intervallo fra le zone O_1 e 13.

Un grafico ed una tabella analoghi ai precedenti, si ottennero calcolando l'errore per metro in compartimenti oceanici, tenendo conto di una opportuna inversione dei limiti nella [1], ed inoltre che la densità del compartimento oceanico è $\delta = -1{,}64$. Per le curve degli errori, in compartimenti oceanici, vedi fig. 3.

La discussione sugli errori nelle riduzioni isostatiche è resa molto più semplice dal fatto che le correzioni sono sensibilmente propor-

zionali alle quote delle zone. Questo vale unicamente per quanto riguarda il tipo di riduzione isostatica detta di Hayford.

Nel caso dei tipi di riduzioni secondo Heiskanen e Vening Meinesz la proporzionalità non è più molto stretta, tuttavia le conclusioni a cui si giunge per quel caso valgono anche per questi.

Caratteristica del tipo di riduzione di Hayford è che l'altezza della zona influenza unicamente la densità di compensazione data dalla formula

$$\delta_c = 2{,}71063 \frac{H}{H_c - H} \qquad [2]$$

dove H_c è la profondità della superficie di compensazione, da noi scelta di 96 km. H_c è sempre molto maggiore di H e perciò le variazioni di δ_c sono pressoché proporzionali alla variazione di H a meno di unità della 7ª cifra decimale.

Il coefficiente di proporzionalità fra la densità di compensazione e la correzione, costante in ciascuna zona, è funzione unicamente della profondità di compensazione e anche in minima parte di H.

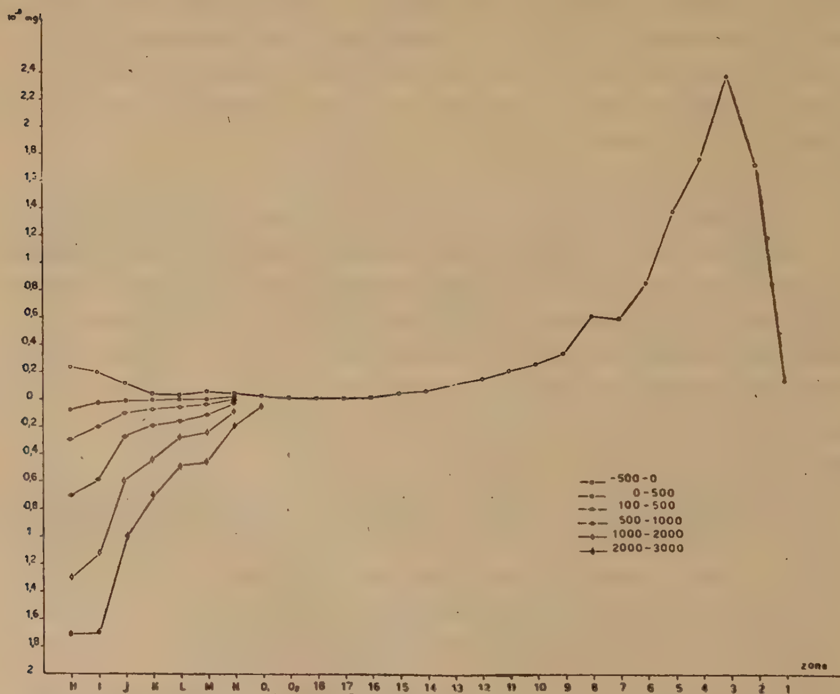


Fig. 2

La fig. 4 dà una visione d'insieme dell'andamento degli errori.

L'errore nella correzione isostatica in zone oceaniche è proporzionale anch'esso agli errori di H e le costanti, a meno di piccole variazioni, sono simili a quelle delle zone continentali moltiplicate per 0,614, rapporto fra la densità della Terra e la differenza $\delta_t - \delta_m$ fra la terra e il mare.

La fig. 5 riporta per le zone dalla H alla 1 la somma degli errori per metro nella riduzione isostatico-topografica per zone continentali, sempre ammettendo come densità il valore 2,67.

Si nota subito che le influenze delle riduzioni sono nettamente ripartite fra le zone. Nelle zone più vicine alla stazione influisce sopratutto la riduzione topografica, mentre nelle zone intermedie dalla 1 alla 10 prevale l'errore dovuto alla riduzione isostatica.

E' notevole il fatto che il massimo spiccatissimo che si nota nella zona M per la riduzione isostatica, non si sposta cambiando la profondità di compensazione o adottando altri criteri di riduzione; pur variando in ampiezza il massimo rimane costantemente nella zona M (escluso il caso di gradi di regionalità molto forte). Si è pensato allora di studiare l'andamento del rapporto tra l'area della zona e il quadrato del raggio medio. Ne è risultato un grafico che riportiamo in fig. 6, e che presenta nettissima una punta, esattamente in corrispondenza della zona M. Ciò sta a dimostrare che il massimo dell'errore nella correzione isostatica in quella zona è dovuto alla eccessiva larghezza della zona M.

II. — Nello schema di Hayford il modo come si deve ricavare dalle carte il valore della quota media di ciascun compartimento viene lasciato all'arbitrio dell'operatore.

In generale gli autori consultati, nell'esporre il procedimento seguito, le carte usate, ecc. si limitano a dire di aver « valutato » la quota media dei compartimenti senza più dettagliati ragguagli.

Uno dei criteri più comuni, forse perché anche più semplice, è quello di assumere come quota media di un compartimento la media fra la quota più alta e la quota più bassa entro il compartimento. Questo metodo suppone che l'andamento delle quote sia in media lineare, tra la massima e la minima. Ciò può essere ritenuto vero se si prendono piccole porzioni di topografia. Se invece ci si riferisce ad aree già piuttosto vaste, le caratteristiche orografiche seguono determinate leggi generali quale quella messa in luce dalle curve ipsografiche continentali, cosicché l'andamento delle quote tra il

punto di massima con quello di minima, ha sempre la concavità verso l'alto. In questo caso gli errori non hanno più i caratteri di casualità ma sono sistematici e di segno positivo. Dal lavoro iniziale di quadrettatura — che esporremo in seguito — è risultato che gli errori di valutazione della quota media, su quadrati di 2 km di lato, sono in numero maggiore di segno positivo; precisamente 180 su 250. Le determinazioni di quote medie di alcune zone (*G H I*) hanno dato risultati ancora più evidenti; su 11 prove l'errore, ricavato da opportuni confronti, in un solo caso è risultato negativo.

Si noti ora che proprio nelle zone intermedie $L - O_2$, in cui è

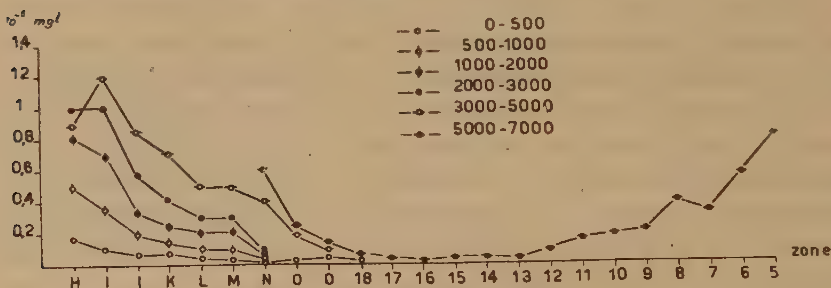


Fig. 3

posto il massimo dell'errore nelle riduzioni isostatiche, la sistematicità nell'errore di valutazione della quota è molto spiccata e gli errori possono raggiungere entità assai notevoli.

Sono queste le zone più critiche nelle riduzioni.

Un'altra notevole conseguenza riguarda i compartimenti marini. Per la riduzione isostatica di compartimenti oceanici e continentali, un errore del medesimo segno nella valutazione rispettivamente delle profondità e delle altezze porta ad errori di segno opposto nella correzione. Ma come è ben visibile dall'andamento della curva ipsografica per gli oceani, la concavità è rivolta verso l'alto e valutando le profondità col metodo della media fra massimo e minimo, si commette sempre un errore negativo. Cosicché l'errore nella riduzione risulta dello stesso segno e va a sommarsi a quelli commessi in compartimenti terrestri.

Quanto fin qui visto giustifica pienamente i tentativi di ricercare un metodo migliore per la determinazione delle altezze medie nelle zone di Hayford, che oltre ad una precisione maggiore offra una garanzia di uniformità per tutte le stazioni e tutti gli autori.

D'altra parte si richiede che il metodo nuovo non complichi eccessivamente i calcoli.

Nel già citato suo libro, P. Lejay suggerisce a questo proposito un nuovo sistema. « Potrà essere utile — così scrive P. Lejay — dividere una carta a scala media, a 1:200 000 per esempio, in regioni elementari di qualche minuto d'arco di lato e valutare la quota media di ciascuna di queste regioni. Rappresentando le zone alla medesima scala con delle corone tracciate su di un foglio di carta lu-

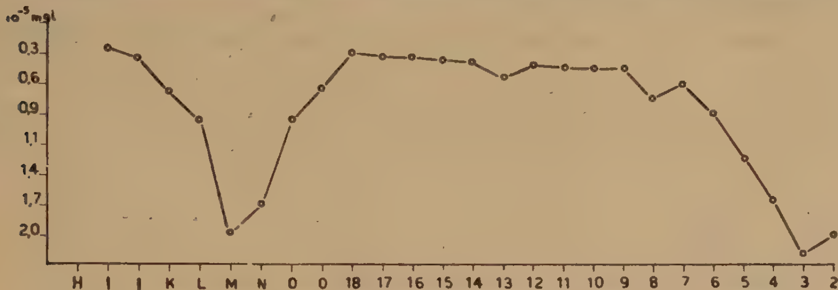


Fig. 4

cida, si potrà allora rapidamente valutare la loro quota media, leggendo, attraverso la carta, tutti i valori che scritti sulla carta cadono entro la zona, e prendendone la media. Per le zone da M a 0_2 si riporteranno le altezze medie di regioni di lato 4 o 5 volte più grande, su una carta a più piccola scala, a 1:1 000 000 per esempio, e si farà la medesima operazione ».

Seguendo questo indirizzo schematico si eseguirono alcune prove onde verificare l'utilità del metodo e la sua applicabilità. Furono variate però le scale e per la carta fondamentale fu scelta quella a scala 1:25 000 dell'Istituto Geografico Militare. Come reticolato ne venne scelto uno di tipo geometrico piano con 2 cm di lato. Come carta derivata fu costruita quella in scala 2:100 000 con maglie di 2 cm di lato, ottenuta dalle carte 25 000 facendo la media su 16 quadretti.

La valutazione delle quote medie delle singole maglie a scala 1:25 000 venne fatta come media fra massimo e minimo, giacché la esiguità dell'area (0,25 km^2) permetteva di supporre in media soddisfacente l'ipotesi della linearità dell'andamento della topografia. La valutazione delle quote medie dei compartimenti in cui viene divisa la zona secondo il classico criterio di Hayford, venne fatta per mezzo di quadretti o porzioni di quadretti (valutate ad occhio),

compresi entro i limiti delle zone e dei compartimenti. Naturalmente la determinazione delle quote di un compartimento sulla carta a scala 1:25 000 è la più precisa e perciò venne presa come base di riferimento per il computo degli errori che si commettono negli altri casi. Si confrontarono quindi di ogni compartimento delle varie zone, la quota media ricavata dalle carte al 25 000, colla quota media dalle carte al 100 000, e col valore ottenuto usando il metodo consueto della media fra la massima e minima quota e se ne calcolarono gli scarti.

Queste prove sono state eseguite su due regioni diverse: quella

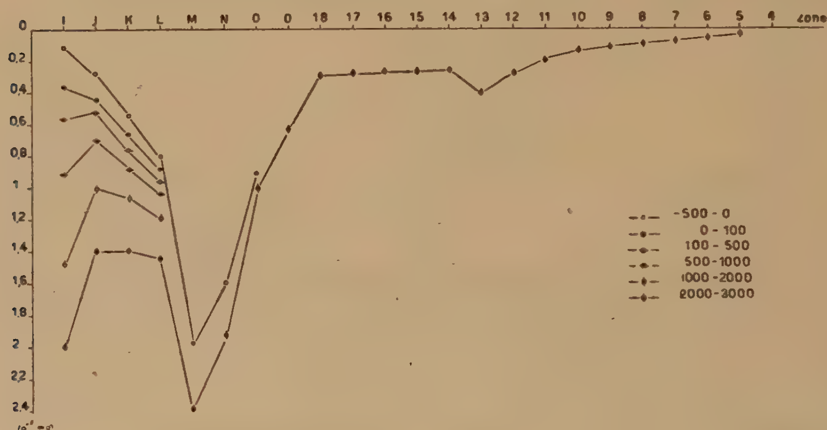


Fig. 5

del Passo della Futa (foglio 98) con dislivelli poco accentuati e uniformemente ondulata e quella di Rovereto (foglio 36) con dislivelli accentuatissimi (1900 m) e andamento topografico caratteristico.

Gli errori si mantengono in valore assoluto, presso a poco della medesima grandezza.

Più evidente invece si manifesta il beneficio se si esegue la valutazione delle quote medie per le intere zone prescindendo dalle loro divisioni in compartimenti. Le prove eseguite furono 14: 7 per la zona *G*, 5 per la zona *H* e 2 per la *I*; la Tabella II dà i risultati ottenuti. Oltre una sensibile diminuzione degli errori, il calcolo della quota media viene effettuato in modo molto semplice con un notevole risparmio di tempo; gli errori residui rimangono però in alcuni casi assai notevoli e non del tutto trascurabili. Questo errore residuo è dovuto alla influenza esercitata sulla zona anche dalla to-

TABELLA II

	C			H			I		
	1|100000	Max min	Curve	1|100000	Max min	Curve	1|100000	Max min	Curve
Passo della Futa	+ 9		+ 4	— 9		+ 2	+ 4		+ 7
Rovereto I	+ 11	+ 33	+ 16	+ 7	45	— 6	+ 1	46	— 7
II	— 33	+ 5	+ 4	+ 5	38	0			
III	+ 41	+ 20	— 2						
IV	— 19	— 7	+ 4	+ 23	15	3			
V	— 17	+ 28	— 1	+ 30	52	6			
Roncone	+ 31	+ 18	— 17						

pografia che, esterna ad essa, è interna però ad un quadretto della carta concatenato con la zona. Tale errore che noi chiameremo « errore di concatenamento », è funzione del dislivello che esiste fra due zone consecutive e del rapporto α fra l'area esterna alla zona appartenente a quadretti concatenati con essa e l'area della zona stessa. A sua volta α è funzione dei raggi limitanti la zona, della scala e del lato del reticolato.

Sia k il numero intero seguente $R/L + \frac{1}{2}$ ove R è uno dei raggi della zona ed L il lato del reticolato;

$$n = 4\,(2\,k - 1)$$

è il numero dei quadretti concatenati con la circonferenza. Questo numero non tiene conto dei casi in cui la circonferenza passa per un nodo della maglia. Seguendo un ragionamento statistico, il numero di questi casi è

$$n' = \frac{2\pi R}{L^2}\,\eta$$

η viene definito come il raggio di una circonferenza, con centro nel nodo, tale che se la circonferenza limite della zona la attraversa, si considera quel nodo come tagliato dalla zona. Posto $\eta/L = \varepsilon$ il numero dei quadretti concatenati è

$$N = 4\,(2\,k - 1) - 2\pi\frac{R\varepsilon}{L}$$

perciò $N L^2$ = aerea quadrati concatenati; supponendo che in media

l'area delle maglie sia tagliata a metà dalla circonferenza, il rapporto α è

$$\alpha = \frac{N_1 + N_2}{2} L^2 \frac{1}{A}$$

dove A è l'area della zona e N_1 e N_2 si riferiscono rispettivamente al cerchio interno e al cerchio esterno.

Ricordando che $R = rs$ ove s è la scala e r il raggio effettivo della zona e posto $\varepsilon = 0,1$, si ha:

$$\alpha = \frac{-2 L^2 + 3,7 (r_1 + r_2) L}{\pi (r_2^2 - r_1^2) s} \qquad [3]$$

Posto $L = 2$ cm, viene tabulato il valore di α per ogni zona in funzione della scala.

TABELLA III

Zona	1/25000	1/50000	1/100000	1/200000	1/300000	1/400000	1/500000	1/800000
G	0,42	0,77	1,52					
H	0,33	0,63	1,20					
I	0,18	0,35	0,67	1,20				
J	0,15	0,27	0,54	1,03				
K	0,09	0,17	0,35	0,67	1,20			
L	0,05	0,11	0,22	0,43	0,67	0,85	1,07	
M			0,07	0,15	0,23	0,30	0,41	0,57
N				0,08		0,09	0,29	0,29
O_1						0,28	0,34	0,55

Come si vede dalla Tabella, i casi considerati nelle nostre prove hanno un rapporto α molto notevole.

Siano date ora 3 zone consecutive. Sia Q' la quota della zona intermedia e Q'' la quota media delle 3 zone e A' e A'' le rispettive aree.

Possiamo ritenere con sufficiente approssimazione che l'andamento della quota media di una zona di area crescente fra A' e A'' sia funzione lineare dell'area stessa, e precisamente

$$Q = \frac{A(Q' - Q'') + (Q'A'' - Q''A')}{A'' - A'}$$

Questa equazione dà l'andamento della curva integrale. L'espressione

$$q = \frac{dQ}{dA} A + Q$$

dà invece la quota della topografia ai bordi della zona di area A. Integrando questa espressione lungo l'area concatenata interna alla zona e dividendo per l'area concatenata A_c si ha

$$Q_{conc.} = \frac{Q' - Q''}{A' - A''}(2A - A_c) + \frac{Q'A'' - A'Q''}{A' - A''} \qquad [4]$$

che ci dà la quota media della porzione di quadretti concatenati interna alla zona. L'errore E nella valutazione della quota sarà dato dalla differenza fra la quota al bordo della zona (uguale alla quota media dei quadretti concatenati) e la $Q_{conc.}$, moltiplicata per il rapporto A_c/A'.

$$E = \frac{Q' - Q''}{A' - A''} A' \alpha^2 \quad .$$

Se poi teniamo conto che Q' rappresenta la quota vera della zona mentre quella determinata sperimentalmente è errata, cioè

$$Q''' = Q' + E$$

ove Q''' è la quota misurata della zona, sostituendo nell'espressione [4] e ricavando E si ottiene

$$E' = \frac{Q''' - Q'}{-A'' + A'(1 + \alpha^2)} A \alpha^2 \qquad [4']$$

Naturalmente queste relazioni ci permettono di prevedere unicamente l'ordine di grandezza degli errori, e non già il loro esatto ammontare; sono infatti assai grossolane e semplificative le ipotesi adottate. Dalla [4] e [4'] si vede che l'errore è proporzionale al quadrato di α, perciò per ridurre gli errori non abbiamo altra via che ridurre i valori del rapporto α, sia riducendo il lato del quadrato, sia aumentando contemporaneamente la scala delle carte. Ciò porta a rendere assai più laborioso il lavoro di computo delle altezze medie, implicando la somma di un numero ingente di valori. Potrebbe sembrare a prima vista possibile una compensazione degli errori E di zona in zona: ciò non è possibile. Infatti E ha sempre segno contrario alla differenza $Q' - Q''$, la quale caratterizza l'andamento della quota media dalla zona più interna alla più esterna.

Se ora questo andamento per un dato intervallo di zone è sempre il medesimo, l'errore sulla quota e l'errore sulla correzione saranno sistematici. Ora, l'analisi di parecchi casi pratici ha rivelato che proprio nell'intervallo di zone, per le quali è utile usare le carte quadrettate, si ha quasi sempre un andamento uniforme delle quote.

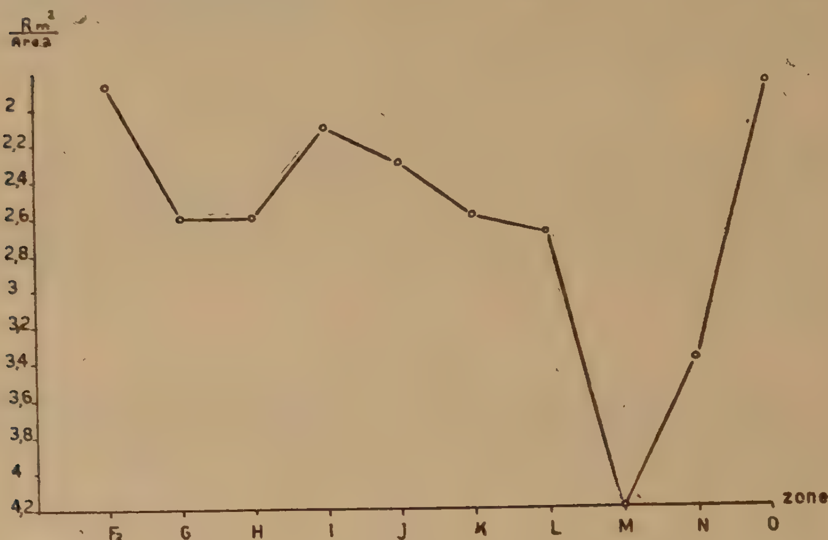


Fig. 6

Prove eseguite su due stazioni già ridotte della rete gravimetrica italiana usando la formula [4] e valori di α ricavati sperimentalmente portano ad errori di concatenamento assai notevoli.

Il metodo delle carte quadrettate, suggerito da P. Lejay è utile, partendo da un'unica carta fondamentale a scala molto grande, unicamente fino alla zona O_2 compresa cioè ad una distanza di circa 160 km dalla stazione. Entro questa distanza sono però comprese le zone di massimo errore sulla riduzione topografica ed isostatica.

Per le zone numerate, in cui l'errore per metro va man mano diminuendo, è opportuno usare criteri più speditivi ma sufficientemente approssimati.

Si noti a questo proposito che le riduzioni topografiche e isostatiche non hanno nessun senso se applicate ad un'unica stazione. Se perciò la rete delle stazioni è piuttosto fitta, le zone esterne di stazioni vicine si sovrappongono per buona parte. Può essere utile

perciò adottare uno schema ormai in uso presso la Scuola di Helsinki e usato inizialmente da Bullard [5]; cioè scegliere, sulla rete delle stazioni, alcune di queste a distanze presso a poco uniformi, determinare le quote medie delle zone esterne dalla 18 alla 11 di queste stazioni e ricavare i valori delle quote medie delle medesime zone per le stazioni intermedie, interpolandoli fra quelli delle stazioni ridotte. La distanza fra le stazioni della rete fondamentale è bene sia tale da non superare la larghezza della zona di Hayford da ridurre, e inoltre che prese tre stazioni consecutive sulla rete, la differenza fra la quota ottenuta per la stazione intermedia e la media fra le quote per le due stazioni estreme non superi il valore dell'errore consentito a quella zona per ottenere l'approssimazione richiesta.

I valori delle quote medie delle zone per le stazioni ai nodi della rete, possono essere ottenuti da una seconda serie di carte quadrettate ricavate dalla « Carta del mondo alla scala 1:1 000 000 » e ridotte alla scala che si desidera più conveniente per l'uso, e che può essere anche abbastanza piccola, giacché l'errore di concatenamento può essere trascurato. Vedremo che questa carta avrà una notevole applicazione per la densità.

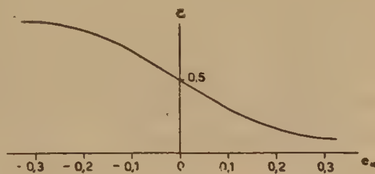


Fig. 7

Le riduzioni per le zone 10 — 1 si ottengono dalle ottime mappe di Heiskanen [10] che anch'esse a mezzo di interpolazioni ci danno direttamente il valore della riduzione topografico-isostatica spettante a quelle zone. I valori ricavati da queste mappe hanno l'approssimazione del mezzo milligal.

Diamo qui ora un breve cenno ad una interessante relazione venuta in luce nelle laboriose prove sulle carte quadrettate.

Sia Q_m la quota media ottenuta dai 16 quadretti della carta quadrettata 1:25 000 compresi entro un unico quadrato di 8 cm di lato, e Q la media fra la quota massima e la quota minima compresi entro il medesimo quadrato. Chiameremo e_u il rapporto fra $Q - Q_m$ e il dislivello massimo D della topografia ivi compresa, ed ε la percentuale di area del quadrato racchiudente i punti di quota maggiore di Q. Risulta che e_u è una funzione di ε. Ricavando sperimentalmente e_u ed ε per ogni quadretto e raggruppando su un grafico opportuno i punti aventi e_u come ascissa e ε come ordinata, questi

si addensano intorno ad una curva ben definita, che taglia l'asse delle ordinate nel punto $\varepsilon = 05$, si avvicina asintoticamente all'asse delle ascisse e alla retta $\varepsilon = 1$ e tra i punti $e_u = -0{,}15$ ed $e_u = +0{,}15$, si può considerare pressoché rettilinea. Questo tratto, che è anche il più interessante, giacché intorno ad esso si addensano il maggior numero di punti, si può rappresentare con la relazione

$$\varepsilon = 0{,}5 - 2\, e_u \qquad [5]$$

La curva che per brevità chiameremo « curva delle altezze medie », venne tracciata empiricamente sui dati di 250 punti ottenuti in diverse regioni d'Italia in modo da poter garantire l'indipendenza della curva da caratteristiche regionali della topografia.

L'errore quadratico medio complessivo della curva è di 14 m, mentre con gli errori effettivi si ottiene 70 m. Si determinò anche il coefficiente di correlazione della curva tracciata empiricamente. Esso risultò essere 0,912 dando un peso uguale ad ogni misura.

Analogamente si è applicato questo criterio alla determinazione delle quote medie dei compartimenti delle zone di Hayford.

Si eseguì questo lavoro su tutte le zone su cui si erano fatte le altre prove. I risultati ottenuti dimostrano che il metodo porta un sensibilissimo vantaggio rispetto a tutti gli altri casi. Anche le quote medie delle zone intiere ottenute come medie delle quote dei compartimenti, sono sensibilmente più esatte. Gli errori sono elencati nell'ultima colonna — « curve » — della Tabella II.

Si noti però che questo metodo pur portando a sensibili miglioramenti, senza complicare se non di poco il lavoro, ha il grave difetto di essere strettamente legato alle carte al 25 000 e perciò usabile con reale vantaggio solo per quelle zone più interne che a quella scala non hanno dimensioni esagerate.

III. — La seconda fonte di errore quanto a importanza nelle riduzioni topografico-isostatiche dei valori della gravità, è dovuta alla scelta della densità da attribuire alle masse topografiche superficiali. In generale tutti gli autori adottano un valore unico della densità su tutta la terra evitando il laborioso lavoro di determinare zona per zona la densità media da attribuire alle masse.

E' bene far notare però che questo criterio conduce ad errori di entità non trascurabile. Sopratutto per il fatto che il valore di 2,67 da tutti universalmente usato per densità media delle masse topografiche non risponde sempre bene allo scopo. Esso è molto pros-

simo al valore di 2,79 attribuito dai geochimici [7] alla crosta terrestre, considerata questa profonda oltre 15 km e composta in stragrande prevalenza (95%) di rocce ignee. In superficie, invece, gli scarti sono molto notevoli, sopratutto nelle zone di origine alluvionale dove la densità può variare tra $1{,}2 \div 2{,}1$; e solo in presenza di rocce compatte, la densità superficiale, può raggiungere e superare il valore accettato di 2,67 (*).

La formula [1] ci mostra chiaramente che ogni errore nella densità δ si ripercuote proporzionalmente sulla correzione; identicamente negli schemi ridotti di Bullard e di Lejay. Cosicché se noi riteniamo errata la densità di un certo $\Delta\delta$ entro un determinato raggio dalla stazione, non abbiamo che da moltiplicare per $\Delta\delta/\delta$ il valore della riduzione topografica di tutte le zone comprese entro quel raggio, per ottenere l'errore commesso nella riduzione di quelle zone. Naturalmente però questo errore sarà notevole per zone vicine. Paavo Holopainen [2] ha mostrato che l'errore è sensibile nel raggio di 10 km dalla stazione.

L'errore nella densità ha però una notevole importanza anche nelle riduzioni isostatiche. Infatti, sia nella formula di Cassinis per la riduzione di Hayford

$$\delta_c = \delta_\tau \frac{H}{H_c - H}(1 - \gamma_c \cdots)$$

sia in quella di Heiskanen per la riduzione Airy [12]

$$\tau = \frac{\delta_\tau}{\delta_m - \delta'_\tau} H(1 + \cdots)$$

che danno rispettivamente la densità di compensazione e lo spessore dello strato compensante, il termine δ_τ rappresenta la densità superficiale, cioè di quella massa di materia che sta tra la superficie del geoide e la superficie topografica; e non è già la densità di uno strato di crosta profondo fino alla superficie di compensazione. Quest'ultimo valore viene rappresentato nella formula di Heiskanen dal simbolo δ'_τ. Naturalmente, anche in questo caso, come è evidente dalle due formule, per ottenere l'errore sulla riduzione dovuto ad

---

(*)	rocce ignee e metamorfiche		$\delta = 2{,}30 \div 3{,}55$
	»	sedimentarie compatte (calcari)	» $2{,}20 \div 2{,}90$
	»	sedimentarie coerenti	» $1{,}65 \div 2{,}60$
	»	elastiche	» $1{,}2 \div 2{,}10$

Questi valori limite per le rocce vanno presi in scala regionale.

un errore $\Delta\delta$ sulla densità, basta moltiplicare per il rapporto $\Delta\delta/\delta$.

I due errori, quello dovuto alla riduzione topografica e quello dovuto alla isostatica, sono di segno opposto; si ottiene così una parziale compensazione nella somma che ci dà l'errore totale su tutte le zone.

Ciò nonostante l'errore residuo rimane, a volte, notevole; p. es., in Val Padana ove $\Delta\delta$ è circa 0.5, gr/cm[3] l'ammontare dell'errore totale è di 2 milligal e mezzo.

Onde evitare scarti così notevoli ci si può regolare in questo modo: sulla seconda serie delle carte quadrettate ricavate dalla carta del mondo 1:1 000 000 raggruppare i quadretti con opportune colorazioni, a seconda della densità che da attento esame della carta e sulla scorta dei dati geologici e geochimici sembra più opportuno si debba attribuire a quella determinata regione. Sovrapponendo a queste carte il lucido rappresentante le zone dalla 18 in poi per la determinazione delle quote medie, si può ricavare dalla carta stessa il valore più opportuno della densità da attribuirsi alla parte di topografia compresa entro il limite interno della zona 18. Naturalmente, questa carta quadrettata a scala 1:1 000 000 o più, con indicazione di densità, deve essere usata identicamente da tutti gli operatori per raggiungere l'omogeneità di riduzione tanto auspicata.

E' da notarsi però che per ottenere la correzione di densità, nel caso della riduzione secondo Hayford, basta moltiplicare per $\Delta\delta$ 2.67 il valore della riduzione totale di tutte le zone letterate, mentre nella riduzione tipo Airy, bisogna moltiplicare per quel rapporto l'altezza della zona prima di entrare con quella nelle tavole di Heiskanen; così facendo commettiamo un errore che però è di piccola entità.

IV. — Oltre alla valutazione delle masse topografiche e alla densità, la terza causa di errore è dovuta allo schema che si è adottato per eseguire le riduzioni e cioè la divisione in zone ad altezza media uniforme.

Ci si domanda ora se sostituire una sommatoria ad un integrale continuo e spianare le zone senza alterarne la massa totale, ma provocando notevoli spostamenti di questa, non provochi sulla correzione errori notevoli.

Gli errori sono evidentemente di due tipi: 1) quello dovuto a spostamenti di masse lungo il raggio; 2) quello dovuto allo spostamento di masse lungo circonferenze con centro nella stazione.

Per studiare questi errori conviene schematizzare l'andamento della topografia entro la zona. P. Lejay ([6])$_2$ p. es., per studiare il primo tipo di errore considera una zona la cui metà più interna è all'altezza della stazione e l'altra metà ad altezza h sulla stazione. Partendo dalla formula che dà l'attrazione di zone cilindriche — zone prossime alla stazione — si ottiene l'errore che si commette considerando la zona con massa uniformemente distribuita anziché concentrata nella sola semizona più esterna.

$$\Delta F = k\delta\left(\frac{1}{40} - \frac{81}{3840}\right)\frac{h^2}{d}$$

dove d è il raggio medio della zona. L'errore relativo sarà

$$\frac{\Delta F}{F} = 0{,}16.$$

L'errore che si commette è perciò circa la sesta parte della correzione esatta calcolata. Errore notevolissimo che aumenta poi ancora se si considera invertita la distribuzione delle masse. Naturalmente questa relazione non vale più quando incomincia ad avere notevole influsso la curvatura della terra. D'altra parte oltre un certo limite la correzione topografica diviene così piccola da essere del tutto insignificante l'errore.

Nel caso isostatico il problema si fa più complesso. Si ricordi che nel tipo di riduzione secondo Hayford, la correzione dipende dall'altezza del compartimento unicamente attraverso la densità di compensazione che a sua volta è pressoché proporzionale ad H, e precisamente:

$$\delta_c = H . 27.10^{-6}$$

Partendo da una formula approssimata di Cassinis ([8]) e supponendo per H un andamento iperbolico

$$H = \frac{k}{x}$$

si ha per l'errore l'espressione

$$\Delta F = D\left[-10{,}65.10^{-5}\, x_1\, x_2 \left(\frac{ln\frac{x_2}{x_1}}{x_2 - x_1} - \frac{2}{x_1 + x_2}\right) - -2{,}10^{-7}\,\frac{(x_1 - x_2)^2}{x_1 x_2 (x_1 + x_2)}\right]$$

D è il dislivello tra i 2 bordi della zona.

Questa espressione vale solamente con buona approssimazione per le zone dalla 18 in poi, tuttavia ci permette di ricavare l'ordine di grandezza dell'errore anche per le zone un po' più interne. Per esempio è interessante ricavare ΔF per la zona M di cui abbiamo già per altra via notato la notevole estensione; esso è

$$\Delta F = -5{,}6 . 10^{-6} D$$

Il che significa che per un dislivello di 100 m si commette un errore di circa mezzo milligal. Dalla zona 17 in poi gli errori sono sempre molto piccoli sì da essere giustificato il raggruppamento 2 a 2 delle zone come fa Holopainen (2) nel già citato suo lavoro.

Per quel che riguarda il secondo tipo di errore derivante dal trascurare la distribuzione angolare delle masse, si noti subito che esso è sistematico; l'azione di due masse di altezze differenti sarà sempre più grande dell'azione della massa di altezza media. Malgrado questo carattere di sistematicità, gli errori commessi sono piccoli se si segue il classico metodo di Hayford di dividere la zona in compartimenti e calcolare la riduzione compartimento per compartimento. Ma, come già visto, l'adozione del metodo delle carte quadrettate porta a reali vantaggi di comodità e di precisione solo se adoperato per determinare la quota media dell'intera zona prescindendo dalla sua divisione in compartimenti; vogliamo perciò studiare ora il comportamento di questo errore sulla zona intera.

Si noti che nella riduzione isostatica le correzioni sono con buona approssimazione proporzionali alle altezze, perciò gli errori si compensano completamente prendendo la media delle altezze dei compartimenti in una zona; resta perciò solo da considerare la riduzione topografica, notevole unicamente nelle zone più prossime alla stazione entro un raggio non inferiore a qualche decina di chilometri, fino alla zona J.

Partendo ancora dalla già nota formula che dà la attrazione di una zona cilindrica, si può ottenere una espressione dell'errore commesso trascurando la distribuzione angolare delle masse e supponendo che queste abbiano andamento lineare tra la massima e la minima quota poste in punti diametralmente opposti, in funzione del dislivello massimo D entro la zona e del rapporto $\eta = H_s/D$ fra l'altezza H_s della stazione sul punto più basso della zona e il dislivello D:

$$\Delta F = 2k\delta \left[\int_0^\pi \left(\sqrt{d_2^2 + (H_s - \frac{D\varphi}{\pi})^2} - \sqrt{d_1^2 + (H_s - \frac{D\varphi}{\pi})^2} \right) d\varphi - \right.$$
$$\left. - \pi \left(\sqrt{d_2^2 - (H_s - \frac{D}{2})^2} - \sqrt{d_1^2 - (H_s - \frac{D}{2})^2} \right) \right] ;$$

sviluppando in serie il radicale fino al secondo termine, integrando e riducendo si ottiene

$$\Delta F = k\delta\pi \left\{ \left(\frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_1} \right) \frac{D^2}{12} - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{d_2^3} - \frac{1}{d_1^3} \right) D^4 \left(\frac{1}{2}\eta^2 - \frac{1}{2}\eta + \frac{11}{80} \right\} \right. \qquad [8]$$

Si vede subito che per D piuttosto piccolo ΔF è indipendente dal rapporto η. La formula si adatta perfettamente al grafico (fig. 8) dell'errore ricavato per la zona H direttamente dalle tavole seguendo la medesima ipotesi sulla distribuzione delle masse, opportunamente schematizzata.

Si è pensato allora di usare il grafico per correggere eventualmente i valori della correzione topografica ottenuti tenendo conto della quota media su tutta la zona, ricavando direttamente dalle carte quadrettate il valore di D e quindi di η. A questo proposito si eseguirono alcune prove sfruttando il materiale di circa 200 stazioni italiane ridotte, a nostra disposizione. Le 33 prove eseguite, i cui risultati sono raccolti nella tabella n. 4, mostrarono innanzi tutto la semplicità e rapidità con cui si può apportare la correzione e inoltre come questa riduca sensibilmente l'errore limitandolo — escluso un caso — a poche unità della 5ª cifra decimale.

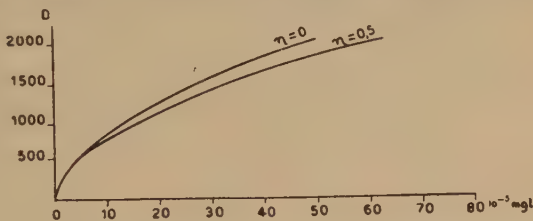


Fig. 8

I valori di ΔF devono essere ancora moltiplicati per la densità.

Conclusione. — Dopo lo sguardo generale alla natura ed alla entità degli errori possibili nelle riduzioni isostatico-topografiche dei valori della gravità, raccogliamo ora in un prospetto generale i suggerimenti che l'analisi precedente ci offre sul modo più conveniente per precisione, omogeneità e utilità di eseguire le riduzioni. Dob-

Tabella IV.

unità 10^{-5}

N	S	H_s	a	η	H_m	T_m	T_c	E_r	F_c	ΔE
517—2	Dobbiaco	1234	809	—0,10	1593	— 253	— 245	— 8	9,7	1,7
525	S. Leonardo	655	1340	—0,23	1674	+ 112	130	— 18	23,0	5
512	Sarentino	970	985	—0,19	1641	— 86	— 75	— 11	14,5	+ 3,5
504	S. Valperga	1138	1321	—0,02	1857	— 142	— 114	— 28	25	— 3
497	Bolzano	258	995	0	751	+ 34	50	— 16	18	+ 2
485	Mad. Campig.	1530	1092	0,12	1965	— 380	— 357	— 23	18,5	— 4,5
494	Calalzo	808	804	—0,14	1304	— 75	— 63	— 12	10	— 2,0
491	Malè	730	1140	—0,14	1550	+ 25	45	— 20	19	— 1
490	Cogolo	1155	1263	—0,08	2123	— 71	— 55	— 16	22	6
321	Cortona	650	572	0,7	453	— 73	— 66	— 7	5,5	— 1,5
294	Aquila	723	565	0,3	788	— 100	— 95	— 5	5	0
272	Campobasso	705	362	0,64	673	— 95	— 92	— 3	2	— 1
200	Serra S. Bruno	800	525	0,18	938	— 118	— 112	— 6	5	— 1
153	Mistretta	895	725	0,7	716	— 145	— 137	— 8	9	+ 1
139	Cesaio	1137	425	0,9	913	— 230	— 227	— 3	3	0
138	Capizzi	1093	821	0,5	1053	— 221	— 208	— 13	11,4	— 1,6
130	Petralia	1018	835	0,33	1065	— 195	181	— 14	11,6	— 2,4
122	Nicosia	769	280	0,8	720	— 112	— 111	— 1	1	0
125	Troina	1044	348	1,2	809	— 193	— 190	— 3	2	— 1
119	Osserv. Etneo	2943	893	1,45	2015	—1089	—1075	— 14	13	— 1
115	Mila	750	1187	0,48	753	— 108	— 70	— 38	23,5	14,5
114	Cantoniera	1833	1741	0,37	1709	— 573	— 520	— 53	49	— 4
93	Assoro	829	387	1,29	504	— 110	— 107	— 3	2,5	— 0,5
79	Casteltermini	554	500	0,65	437	— 57	— 51	— 6	4	— 2
59	Piazza Armerina	721	262	0,65	684	— 99	— 98	— 1	1	0
50	Naro	545	235	1,16	390	— 52	— 51	— 1		
40	Caltagirone	509	266	0,88	413	— 48	47	— 1	1	0
34	Buccheri	797	316	0,73	690	— 119	— 117	— 2	1,6	— 0,4
28	Chiaram. Gulfi	677	429	0,84	555	— 85	— 81	— 4	3,5	— 0,5
24	Ragusa	482	275	0,45	527	— 47	— 45	— 2	1,5	— 0,5
	Rovereto II	630	1505	0,30	844	— 68	— 28	— 40	36	— 4
	Rovereto I	170	1100	0	689	46	66	— 20	18	— 2
	Rovereto III	950	1260	0,60	680	— 155	— 122	— 33	26	— 7

biamo però premettere alcune considerazioni sulla precisione che noi vogliamo ottenere in queste riduzioni. Gli errori sperimentali di osservazione sono per le moderne misure di terra contenute entro il milligal, non così quelle in mare, tuttora affette da errori assai notevoli valutabili intorno a $4 \div 5$ mgal. Assai più grossi e certamente superiori ai 5 mgal gli errori nelle riduzioni isostatiche dovuti all'incertezza dei criteri di compensazione adottati, non tanto per quel che riguarda la profondità di compensazione o il grado di regionalità, quanto perché viene attribuito a tutti i punti della terra quel grado di regionalità e quella profondità di compensazione che risultano invece propri di quella particolare zona in studio.

La stessa densità, pur coll'accorgimento suggerito, avrà sempre una notevole influenza sull'errore a meno di complicazioni laboriosissime. Perciò ci sembra inutile spingere troppo l'approssimazione che si richiede nelle riduzioni, come fa nel suo libro P. Lejay che vorrebbe determinare la correzione per ogni zona a meno del decimo di mgal.

A noi sembra già un buon risultato poter ottenere la riduzione totale con un errore medio di 3 mgal. Se consentiamo sia di un milligal l'errore dovuto alla densità, e un altro milligal lo attribuiamo agli errori commessi con la schematizzazione, e usiamo per le zone dalla 10 in poi le mappe di Heiskanen che permettono l'approssimazione del mezzo mgal, possiamo porre

$$\eta_{tot} = 3\,\text{mgl} = \sqrt{1 + 1 + 0{,}25 + n\,\varepsilon^2}$$

dove ε è l'errore medio per zona ed n è il numero delle zone. Giacché i massimi degli errori nelle due riduzioni non si sovrappongono, possiamo essere sicuri che se per una riduzione si è entro l'errore medio previsto, sicuramente per l'altra l'errore sarà di gran lunga inferiore, perciò possiamo prendere $n = 28$, numero totale delle zone in considerazione. Si ricava da qui:

$$\varepsilon = 0{,}49\ \text{mgal}$$

Se perciò si prende come errore medio per ogni zona 0,4 mgal, si può presumere di essere quasi sicuramente entro l'approssimazione voluta.

Dalle curve degli errori possiamo perciò, noto ε, ricavare il massimo di errore consentito nella valutazione della quota e da qui risalire al criterio più opportuno per determinarla. Nel quadro rias-

suntivo che segue, diamo per ogni zona i criteri generali da seguire per ottenere questa approssimazione.

Ci è grato esprimere la nostra gratitudine alla dott. Bianca Radica che ci aiutò efficacemente nel lavoro di quadrettatura e nelle determinazioni delle quote medie delle zone.

Centro Studi sulla gravimetria e l'isostasia del C. N. R.
Politecnico di Milano — Giugno 1948.

RIASSUNTO

Si studiano quantitativamente gli errori che affettano le riduzioni topografiche ed isostatiche dei valori della gravità e se ne ricercano le cause. Si analizzano alcuni procedimenti atti ad eliminare alcune delle cause di errore, con particolare riguardo alla loro possibilità pratica di applicazione, e infine si propone uno schema generale ed uniforme da seguire nei computi, che permette di ottenere i valori delle riduzioni con errori inferiori a 3 mgal.

BIBLIOGRAFIA

(1) Coster H. P.: *The gravity field of the Western and Central Mediterranean* - Groningen, 1945.

(2) Holopainen Paavo E.: *On the gravity field and the isostatic structure of the Earth crust in the East Alps* - Ann. Acc. Scient. Fennicae, ser. A. III. Geolog. Geograf. 12, Helsinki, 1947.

(3) Tanni L.: *On the isostatic structure of the Earth's crust in the Carpathian countries and the related phenomena* - Ann. Accad. Scient. Fennicae, ser. III. A. Geol. Geograf. 4, Helsinki, 1942.

(4) Cassinis G. e Dore P.: *Le tavole fondamentali per la riduzione dei valori osservati della gravità* - Boll. del Comitato per la Geodesia e la Geofisica del C.N.R. serie II, A. IV, n. 1-2, 3-4, 1034.

(5) Bullard E. C.: *Gravity measurements in East Africa* - Phil. Trans. R.S.L. serie A., n. 757, vol. 235.

(6) Lejay P.: *Developpements modernes de la Gravimétrie* - Gauthier-Villars, Paris, 1947.

(7) Clark e Washington: U. S. Geological Survey - P. Paper n. 127, 1924.

(8) Cassinis G.: *Sull'applicazione del metodo isostatico alla riduzione delle misure di gravità* - Mem. Soc. Ital. delle Scienze, serie III, tomo XVII, pag. 117, 1912.

(9) Cassinis G., Dore P., Ballarin S.: *Tavole fondamentali per la riduzione dei valori osservati della gravità* - Pubbl. della Commissione Geodetica Italiana - Nuova serie, n. 13, 1937.

(10) Heiskanen W. - Nuoto: *Topographic - Isostatic world maps of the effect of the Hayford zones 10, 9, 8 and 7 to 1* - Ann. Accad. Scient. Fenn. Ser. A, tomo LI, n. 011.

Zone			
A B C_1 C_2 D_1 D_2 E_1 E_2	Queste zone hanno grande importanza nelle riduzioni topografiche ma per lo più esse sono alla stessa quota — o poco diversa — della stazione. Le zone devono essere divise in compartimenti e la correzione computata singolarmente solamente nei casi di dislivelli notevoli. Per rilevare la quota media si deve usare la carta a scala maggiore disponibile.	Zone di scarsa importanza nella riduzione isostatica. Si raggruppano in una sola zona.	Densità per le 2 riduzioni ricavate dalle carte scala 1:1000000 seconda serie
F_1 F_2 G	Quote ottenute dalla carta topografica compartimento per compartimento eventualmente corretta per mezzo della curva degli errori. Riduzione effettuata compartimento per compartimento.		
H	Carte quadrettate — 2 cm di lato — scala 1:50000 correzione per distribuzione angolare formula (8).		
I J K L M N O_1 O_2	Carte quadrett. - I serie - 2 cm - scala 1:100000 - Correz. » » » » » » » 1:100000 - » » » » » » » » 1:200000 - » » » » » » » » 1:200000 non è più necessaria la correzione per distribuzione angolare » » » » » » » 1:800000 » » » » » » » 1:800000 » » » » » » » 1:800000 » » » » » » » 1:800000	Zone di massima importanza nella riduzione isostatica.	
18 17 16 15 14 13 12 11	Si usano carte quadrettate seconda serie derivate dalla carta del mondo 1:1000000 - 2 cm lato - scala 1:1000000. Carte quadrett. - II serie - 2 cm - scala 1:1000000 » » » » » » » 1:2000000 » » » » » » » 1:2000000 » » » » » » » 1:4000000 » » » » » » » 1:4000000 » » » » » » » 1:8000000 » » » » » » » 1:8000000	Conviene raggruppare queste zone a due a due. Si noti che nelle tabelle speciali di riduzione isostatica per queste zone è dato il valore complessivo della riduzione isostatica e topografica. Quest'ultima è infatti piccolissima.	Densità = 2,67
10 9 8	Correzione ricavata dalle mappe di Heiskanen » » » » » » » » » » » »		
7 6 5 4 3 2 1	» » » » » »	Queste zone agli antipodi sono raggruppate in una sola zona.	

COMPORTAMENTO DELLE ONDE DI RAYLEIGH IN UN MEZZO FIRMO-ELASTICO INDEFINITO

PIETRO CALOI

Supponiamo che il piano xy di una terna di assi cartesiani costituisca la superficie libera del mezzo; l'asse z sia rivolto verso l'interno del mezzo stesso.

Le equazioni generali dei piccoli moti in un corpo firmo-elastico isotropo e omogeneo sono le seguenti:

$$\left\{\begin{aligned} \varrho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \left\{(\lambda+\mu)+(\lambda'+\mu')\frac{\partial}{\partial t}\right\}\cdot\frac{\partial\vartheta}{\partial x}+\left(\mu+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\right)\Delta_2 u \\ \varrho\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= \left\{(\lambda+\mu)+(\lambda'+\mu')\frac{\partial}{\partial t}\right\}\cdot\frac{\partial\vartheta}{\partial y}+\left(\mu+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\right)\Delta_2 v \\ \varrho\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= \left\{(\lambda+\mu)+(\lambda'+\mu')\frac{\partial}{\partial t}\right\}\cdot\frac{\partial\vartheta}{\partial z}+\left(\mu+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\right)\Delta_2 w\ , \end{aligned}\right. \qquad [1]$$

dove, λ, μ sono le costanti di Lamé, λ', μ' i coefficienti dell'attrito interno di volume ed equivoluminale e ϑ esprime la dilatazione:

$$\vartheta=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{dz}\ . \qquad [2]$$

u, v, w dipendono dal tempo attraverso e^{ipt}, essendo p la pulsazione. Pertanto

$$\left\{\begin{aligned} &\Big[\lambda+\mu+i\,p\,(\lambda'+\mu')\Big]\frac{\partial\vartheta}{\partial x}+(\mu+i\,p\,\mu')\,\Delta_2 u+\varrho\,p^2\,u=0 \\ &\Big[\lambda+\mu+i\,p\,(\lambda'+\mu')\Big]\frac{\partial\vartheta}{\partial y}+(\mu+i\,p\,\mu')\,\Delta_2 v+\varrho\,p^2\,v=0 \\ &\Big[\lambda+\mu+i\,p\,(\lambda'+\mu')\Big]\frac{\partial\vartheta}{\partial z}+(\mu+i\,p\,\mu')\,\Delta_1 w+\varrho\,p^2\,w=0. \end{aligned}\right. \qquad [3]$$

Derivando rispetto ad x, y, z rispettivamente la 1^a, 2^a, e 3^a delle [3], e sommando membro a membro, si ha

$$\left(\Delta_2+h^2\right)\vartheta=0\ , \qquad [4]$$

essendo

$$h^2 = \frac{\varrho p^2}{\lambda + 2\mu + ip(\lambda' + 2\mu')} \qquad [5]$$

Dividendo le [3] per $\mu + ip\mu'$ si ha

$$\frac{\lambda + \mu + ip(\lambda' + \mu')}{\mu + ip\mu'} \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial z} + \Delta_2 u + \frac{\varrho p^2}{\mu + ip\mu'} u = 0$$

. . . .

Poniamo

$$k^2 = \frac{\varrho p^2}{\mu + ip\mu'} . \qquad [6]$$

Allora

$$\frac{\lambda + \mu + ip(\lambda' + \mu')}{\mu + ip\mu'} = \frac{k^2}{h^2} - 1$$

e le [3] divengono

$$\left(\Delta_2 + k^2\right) u = \left(1 - \frac{k^2}{h^2}\right) \frac{\partial \vartheta}{\partial x} . \qquad [7]$$

. . . .

Un integrale particolare delle [7] è costituito dalla soluzione

$$\mu = -\frac{1}{h^2} \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \quad ; \quad v = -\frac{1}{h^2} \frac{\partial \vartheta}{\partial y} \quad ; \quad w = -\frac{1}{h^2} \frac{\partial \vartheta}{\partial z} . \qquad [8]$$

Se α, β, γ sono le componenti dello spostamento delle onde trasversali, sarà

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial \beta}{\partial y} + \frac{\partial y}{\partial z} = 0 \qquad [9]$$

e dalle [7] consegue

$$(\Delta_2 + k^2)\alpha = 0 \quad ; \quad (\Delta_2 + k^2)\beta = 0 \quad ; \quad (\Delta_2 + k^2)\gamma = 0. \qquad [10]$$

Le componenti dello spostamento dipendono da x, y mediante la funzione $e^{i(fx+gy)}$, con f, g numeri complessi. Si ha

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x} = -f^2 \vartheta \quad ; \quad \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} = -g^2 \vartheta .$$

La [4] diviene

$$\left(\frac{\partial}{\partial z^2} + h^2 - f^2 - g^2\right) \vartheta = 0$$

Posto

$$r^2 = f^2 + g^2 - h^2 , \qquad [11]$$

si ha

$$\vartheta = Pe^{-rz} + Qe^{rz} , \qquad [12]$$

Ma r è generalmente numero complesso, $r=r'+ir''$; consegue

$$\vartheta=Pe^{-r'z}\,e^{-ir''z}+Qe^{r'z}\,e^{ir''z}.$$

Vale solo il 1° termine del 2° membro, con esponente negativo. Pertanto $Q=0$. Prescindendo dal valore di P, espresso da $e^{i(pt+fx+gy)}$, potremo scrivere

$$\vartheta=e^{-rz}. \qquad [13]$$

La soluzione particolare espressa dalle [8] diviene allora

$$u=-\frac{if}{h^2}e^{-rz}\;;\; v=-\frac{ig}{h^2}e^{-rz}\;;\; w=\frac{r}{h^2}e^{-rz}. \qquad [14]$$

Per i termini complementari, che pure devono contenere $e^{i(fx+gy)}$ come fattori, le [10] divengono

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+k^2-f^2-g^2\right)\alpha=0\text{ , ecc.,} \qquad [15]$$

per cui, come per la ϑ, supposta la perturbazione limitata ad uno strato superficiale,

$$\alpha=Ae^{-sz}\;;\;\beta=Be^{-sz}\;;\;\gamma=Ce^{-sz}\;, \qquad [16]$$

dove

$$s^2=f^2+g^2-k^2. \qquad [17]$$

Poiché i coefficienti nelle [16] contengono, quali funzioni di x, y i fattori e^{ifx}, e^{igy}, per la [9] i coefficienti delle [16] dovranno soddisfare alla relazione

$$ifA+igB-sC=0. \qquad [18]$$

I valori completi di u, v, w possono ora scriversi

$$u=-\frac{if}{h^2}e^{-rz}+Ae^{-sz}\;,\; v=-\frac{ig}{h^2}e^{-rz}+Be^{-sz}\;,\; w=\frac{r}{h^2}e^{-rz}+Ce^{-sz}\;, \qquad [19]$$

in cui A, B, C sono soggette alla [18].

Passiamo alle condizioni da soddisfare alla superficie libera.

Per $z=0$ devono annullarsi le due tensioni tangenziali

$$T_2=\left(\mu+ip\,\mu'\right)\left(\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\right)$$

$$T_1=\left(\mu+ip\,\mu'\right)\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial w}{\partial y}\right).$$

Ricordando che u, v, w sono funzioni di x, y attraverso gli esponenziali e^{ifx}, e^{igy} si ha

$$\frac{\partial v}{\partial x} = ig\frac{r}{h^2}e^{-rz} - Bse^{-sz} \quad , \quad \frac{\partial w}{\partial y} = ig\frac{r}{h^2}e^{-rz} + igCe^{-sz},$$

e analogamente per $\frac{\partial w}{\partial x}$ e $\frac{\partial u}{\partial z}$.

Per $z=0$, $T_1=T_2=0$ $\left[\mu+ip\mu'\neq 0\right.$, cosa avvia, dovendo essere altrimenti $\left.\mu=\mu'=0\right]$ è

$$sB = \frac{2igr}{h^2} + igC \quad , \quad sA = \frac{2ifr}{h^2} + ifC. \qquad [20]$$

Sostituendo le [20] nelle [18] si ha

$$if\left(\frac{2ifr}{h^2 s} + if\frac{C}{s}\right) + ig\left(\frac{2igr}{h^2 s} + \frac{igC}{s}\right) - sC = 0,$$

cioè

$$C(s^2+f^2+g^2)h^2 + 2r(f^2+g^2) = 0. \qquad [21]$$

Sul piano $z=0$, si annulla pure la tensione normale

$$N_3 = (\lambda+ip\lambda')\vartheta + 2(\mu+ip\mu')\frac{\partial w}{\partial z} .$$

Per la [5], e quindi per la [6],

$$\lambda+2\mu+ip(\lambda'+2\mu') = \frac{\varrho p^2}{h^2} \quad ; \quad \lambda+ip\lambda' = (\mu+ip\mu')\left(\frac{k^2}{h^2}-2\right)$$

Perciò

$$N_3 = (\mu+ip\mu')\left\{\left(\frac{k^2}{h^2}-2\right)\vartheta + 2\frac{\partial w}{\partial z}\right\}$$

E'

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{r^2}{h^2}e^{-rz} - sCe^{-sz} .$$

La condizione $N_3=0$, corrispondente a $z=0$, tenendo conto della [13], dà

$$k^2 - 2h^2 - 2(r^2+h^2 sC) = 0 ,$$

oppure, essendo per la [11]

$$r^2+h^2 = f^2+g^2 ,$$

$$k^2 - 2(f^2+g^2) - 2h^2 sC = 0. \qquad [22]$$

Eliminando C fra [21] e [22], otteniamo l'equazione per la quale il tempo di vibrazione (periodo) è determinato in funzione della

lunghezza d'onda e delle proprietà del solido. Si ha

$$C = -\frac{2r(f^2+g^2)}{h^2(s^2+f^2+g^2)}\,,\quad \text{e sostituendo in [22],}$$

$$\left\{k^2 - 2(f^2+g^2)\right\}.\left\{s^2+f^2+g^2\right\} + 4rs(f^2+g^2) = 0,$$

oppure, per la [17] — per la quale $s^2+f^2+g^2 = 2(f^2+g^2) - k^2$ —

$$\left\{2(f^2+g^2) - k^2\right\}^2 = 4rs(f^2+g^2). \qquad [23]$$

Quadrando la [23] e introducendo i valori di r^2 e s^2 dati dalle [11], [17] abbiamo

$$\left\{2(f^2+g^2) - k^2\right\}^4 = 16(f^2+g^2)^2\,(f^2+g^2-h^2)\,(f^2+g^2-k^2).$$

Possiamo scrivere anche

$$k^8\left\{1 - 8\frac{f^2+g^2}{k^2} + \left(24 - 16\frac{h^2}{k^2}\right)\frac{(f^2+g^2)^2}{k^4} - 16\left(1 - \frac{h^2}{k^2}\right)\frac{(f^2+g^2)^3}{k^6}\right\} = 0. \qquad [24]$$

Dalle [19], ricordando le [20] e [21], si ha

$$u = -\frac{if}{h^2}e^{-rz} + \left[\frac{2\,ifr}{sh^2} + \frac{if}{sh^2}\left(-\frac{2r(f^2+g^2)}{s^2+f^2+g^2}\right)\right]e^{-sz},$$

da cui

$$h^2u = if\left[-e^{-rz} + \left(\frac{2r}{s} - \frac{1}{s}\,\frac{2r(f^2+g^2)}{s^2+f^2+g^2}\right)e^{-sz}\right].$$

Fra parentesi quadra può scriversi $\frac{2r}{s}\left(1 - \frac{f^2+g^2}{s^2+f^2+g^2}\right) = \frac{2\,r\,s}{f^2+s^2+g^2}$.

Analogamente per h^2v. Perciò, in generale sarà — prescindendo dagli esponenziali —

$$\left\{\begin{aligned} h^2u &= if\left\{-e^{-rz} + \frac{2\,r\,s}{s^2+f^2+g^2}e^{-sz}\right\}\\ h^2v &= ig\left\{-e^{-rz} + \frac{2\,r\,s}{s^2+f^2+g^2}e^{-sz}\right\}\\ h^2w &= r\left\{e^{-rz} - \frac{2(f^2+g^2)}{s^2+f^2+g^2}e^{-sz}\right\}\end{aligned}\right. \qquad [25]$$

Se consideriamo il moto soltanto in due dimensioni, e precisamente nel piano principale, possiamo porre $g=0$. La [24] diviene allora

$$1-8\frac{f^2}{k^2}+\left(24-16\frac{h^2}{k^2}\right)\frac{f^4}{k^4}-16\left(1-\frac{h^2}{k^2}\right)\frac{f^6}{k^6}=0. \quad [24']$$

Per $g=0$, è inoltre $v=0$, e le [24] divengono

$$\begin{cases} h^2u=if\left\{-e^{-rz}+\dfrac{2rs}{s^2+f^2}e^{-sz}\right\} \\ h^2w=r\left\{e^{-rz}-\dfrac{2f^2}{s^2+f^2}e^{-sz}\right\}. \end{cases}$$

E' ancora, sempre per $g=0$, e posto $\frac{f^2}{k^2}=\chi^2$ (radice della [24'])

$$r^2=f^2-h^2=k^2\chi^2-h^2=k^2\left(\chi^2-\frac{h^2}{k^2}\right)$$

$$s^2=f^2-k^2=k^2(\chi^2-1)$$

$$2rs=2k^2\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\sqrt{\chi^2-1}\ ;\ s^2+f^2=2f^2-k^2=k^2(2\chi^2-1)\ ,$$

$$\frac{2rs}{s^2+f^2}=\frac{2\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\sqrt{\chi^2-1}}{2\chi^2-1}\ ;\ \frac{2f^2}{s^2+f^2}=\frac{2\chi^2}{2\chi^2-1}$$

Le [25'] si possono scrivere, introducendo gli esponenziali finora sottintesi,

$$\begin{cases} \dfrac{h^2}{k}u=i\chi\left\{-e^{-rz}+\dfrac{2\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\sqrt{\chi^2-1}}{2\chi^2-1}e^{-sz}\right\}e^{i(pt+fx)} \\ \dfrac{h^2}{k}w=\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\left\{e^{-rz}-\dfrac{2\chi^2}{2\chi^2-1}e^{-sz}\right\}e^{i(pt+fx)}\ , \end{cases} \quad [25'']$$

oppure

$$\frac{h^2}{k}u=i\chi\left\{-e^{-rz}+\frac{2\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\sqrt{\chi^2-1}}{2\chi^2-1}e^{-sz}\right\}.$$

$$.\ e^{i\left\{pt+\frac{p}{v_s}\frac{x}{\sqrt{1+p^2\left(\frac{\mu'}{\mu}\right)^2}}\sqrt{\alpha+\beta p\frac{\mu'}{\mu}+i\left(\beta-\alpha p\frac{\mu'}{\mu}\right)}\right.}$$

$$\frac{h^2}{k^2}w=\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\left\{e^{-rz}-\frac{2\chi^2}{2\chi^2-1}e^{-sz}\right\}.$$

$$.\ e^{i\left\{pt+\frac{p}{v_s}\frac{x}{\sqrt{1+p^2\left(\frac{\mu'}{\mu}\right)^2}}\sqrt{\alpha+\beta p\frac{\mu'}{\mu}+i\left(\beta-\alpha p\frac{\mu'}{\mu}\right)}\right\}}$$

[25''']

dove α, β sono la parte reale e il coefficiente dell'imaginario delle soluzioni della [24'], corrispondenti alle onde di Rayleigh e v_s rappresenta la velocità delle onde trasversali nel mezzo considerato.

2. — Passiamo ora ai valori numerici.

Risolviamo a questo scopo la [24'], ricordando le espressioni di h^2 e k^2 e nell'ipotesi di Poisson. Si sa che $\lambda' = -\frac{2}{3}\mu'$. Posto

$$\frac{k^2}{f^2} = \varepsilon \; ,$$

la [24'] diviene

$$\varepsilon^3 - 8\varepsilon^2 + (24 - 16\varphi)\,\varepsilon - 16\,(1-\varphi) = 0 \; , \qquad [24'']$$

dove

$$\varphi = \frac{h^2}{k^2} = 3\,\frac{9\left(\frac{\mu}{\mu'}\right)^2 + 4p^2}{81\left(\frac{\mu}{\mu'}\right)^2 + 16\,p^2} + i\,\frac{15\,p\,\frac{\mu}{\mu'}}{81\left(\frac{\mu}{\mu'}\right)^2 + 16\,p^2} \, ,$$

e con le ulteriori posizioni:

$$\varepsilon = \psi + \frac{8}{3} \quad , \quad \varphi = 1 - \frac{j}{16} \quad ,$$

la [24''] si trasforma nell'equazione

$$\psi^3 + \left(j - \frac{40}{3}\right)\psi + \left(\frac{5}{3}j - \frac{448}{27}\right) = 0 \; . \qquad [24''']$$

La risoluzione della [24'''] è stata proposta al benemerito Istituto Italiano per le Applicazioni del Calcolo.

I risultati dei calcoli per vari valori del rapporto μ/μ' di T, sono riportati nelle tabelle I, II e III. In esse γ e δ sono la parte reale e il coefficiente dell'imaginario del rapporto $\frac{h^2}{k^2}$; $R\chi_1$, $I\chi_1$, $R\chi_2$, $I\chi_2$, α e β la parte reale e il coefficiente dell'imaginario

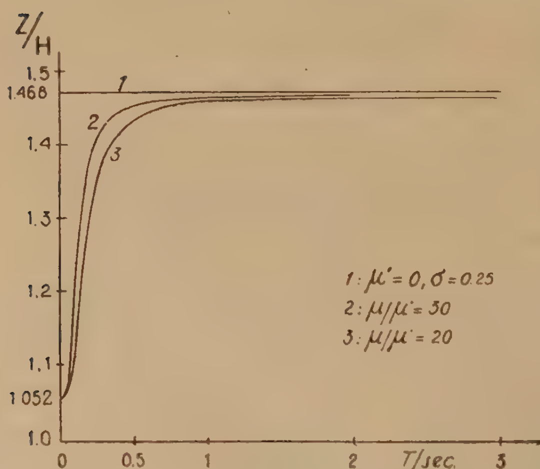


Fig. 1
Andamento del rapporto Z/H prescindendo dall'assorbimento; andamento analogo, fra gli stessi estremi, nel caso in cui si consideri l'assorbimento

Tabella I

$\mu/\mu' = 30.\text{sec}^{-1}$

T sec	γ	δ	$R\chi_1^2$	$I\chi_1^2$	$R\chi_2^2$	$I\chi_2^2$	α	β
0.0	·750000	0	·162435	0	·730406	0	2.107160	0
0.05	·656700	·173696	·16713	—·016281	·67763	·17226	1.31484	·43073
0.1	·526762	·207800	·17669	—·026357	·51639	·21611	1.19269	·19919
0.5	·347291	·074972	·21911	—·031569	·35377	·081416	1.18317	·036995
1	·336913	·038452	·23360	—·024725	·33487	·049849	1.18305	·018455
2	·334234	·019351	·24284	—·016800	·32450	·029414	1.18302	·009223
5	·333478	·007754	·24833	—·008185	·31871	·013223	1.18301	·003688
10	·333369	·003878	·24954	—·004287	·31747	·006803	1.18301	·001845
20	·333342	·001939	·24988	—·002172	·31711	·003431	1.18301	·0009221
40	·333336	·0009696	·249970	—·001091	·317018	·001721	1.183013	·000461
60	·333334	·0006464	·249987	—·000727	·317001	·001148	1.183013	·000307
120	·333334	·0003232	·249997	—·000364	·316991	·000574	1.183013	·000154
∞	·333333	0	·250000	0	·316987	0	1.183013	0

Tabella II $\mu/\mu' = 50.\mathrm{sec}^{-1}$

T sec	γ	δ	$R\chi_1^2$	$I\chi_1^2$	$R\chi_2^2$	$I\chi_2^2$	α	β
0.0	0.750000	0	0.162435	0	0.730406	0	2.10716	0
0.05	0.564626	0.207064	0.17337	—0.023705	0.56133	0.22255	1.20188	0.24660
0.1	0.432401	0.177381	0.18886	—0.032201	0.42859	0.16923	1.18508	0.11377
0.5	0.338468	0.045969	0.23030	—0.026742	0.33882	0.056856	1.18308	0.022155
1	0.334629	0.023199	0.24090	—0.018841	0.32662	0.033941	1.18303	0.011067
2	0.333658	0.011627	0.24667	—0.011540	0.32045	0.019096	1.18302	0.005533
5	0.333385	0.004654	0.24935	—0.005106	0.31766	0.008129	1.18301	0.002213
10	0.333346	0.002327	0.24983	—0.002601	0.31716	0.004112	1.18301	0.001107
20	0.333337	0.001164	0.24996	—0.001307	0.31703	0.002063	1.18301	0.000553
40	0.333334	0.000582	0.249989	—0.000654	0.316998	0.001032	1.183013	0.000277
60	0.333334	0.000388	0.249996	—0.000436	0.316992	0.000688	1.183013	0.000184
120	0.333333	0.000194	0.249999	—0.000218	0.316989	0.000344	1.183013	0.0000922
∞	0.333333	0	0.250000	0	0.316987	0	1.183013	0

TABELLA III

$\mu/\mu' = 100, sec^{-1}$

T sec	γ	δ	$R\chi_1^2$	$I\chi_1^2$	$R\chi_2^2$	$I\chi_2^2$	α	β
0.0	0.750000	0	0.162435	0	0.730406	0	2.107160	0
0.05	0.432401	0.177381	0.18886	—0.032201	0.42859	+0.16923	1.18508	0.11377
0.1	0.363475	0.107938	0.20844	—0.033808	0.37170	0.107580	1.18341	0.055707
0.5	0.334629	0.023199	0.24090	—0.018841	0.32662	0.033941	1.18303	0.011067
1	0.333658	0.011627	0.24667	—0.011540	0.32045	0.019096	1.18302	0.005533
2	0.333415	0.005817	0.24901	—0.006300	0.31801	0.010079	1.18301	0.002766
5	0.333346	0.002327	0.24983	—0.002601	0.31716	0.004112	1.183013	0.001107
10	0.333337	0.001164	0.24996	—0.001307	0.31703	0.002063	1.183013	0.000553
20	0.333334	0.000582	0.249989	—0.000654	0.316998	0.001032	1.183013	0.000277
40	0.333333	0.000291	0.249997	—0.000327	0.316990	0.000516	1.183013	0.000138
60	0.333333	0.000194	0.249999	—0.000218	0.316989	0.000344	1.183013	0.0000922
120	0.333333	0.0000970	0.250000	—0.000109	0.316988	0.000172	1.183013	0.0000461
∞	0.333333	0	0.250000	0	0.316987	0	1.183013	0

della 1ª, 2ª e 3ª radice dell'equazione di Rayleigh rispettivamente.

Per $T \longrightarrow \infty$, qualunque sia il valore di μ/μ', si ha

$$\gamma \longrightarrow \frac{1}{3} \quad , \quad \chi_1^2 \longrightarrow \frac{1}{4} \quad ; \quad \chi_2^2 \longrightarrow \frac{3-\sqrt{3}}{4} = 1{,}316988,$$

$$\alpha \longrightarrow \frac{3+\sqrt{3}}{4} = 1{,}183013$$

che sono — i tre ultimi — i valori delle radici dell'equazione classica di Rayleigh per $\sigma = 0{,}25$.

Per $T \longrightarrow 0$, qualunque sia il valore di μ/μ', si ha

$$\gamma \longrightarrow \frac{3}{4} \quad , \quad \chi_1^2 \longrightarrow 0{\cdot}162435 \quad , \quad \chi_2^2 \longrightarrow 0{\cdot}730406 \quad , \quad \alpha \longrightarrow 2{,}107160.$$

3. — Risolta la [24′], come da paragrafo 2, mi sono proposto di pervenire ai valori delle altre grandezze che entrano nel problema (assorbimento, rapporto delle ampiezze verticali e orizzontali, ampiezza, velocità), limitatamente alle soluzioni corrispondenti alle onde di Rayleigh propriamente dette.

Cominciamo dal rapporto degli spostamenti verticale e orizzontale in superficie.

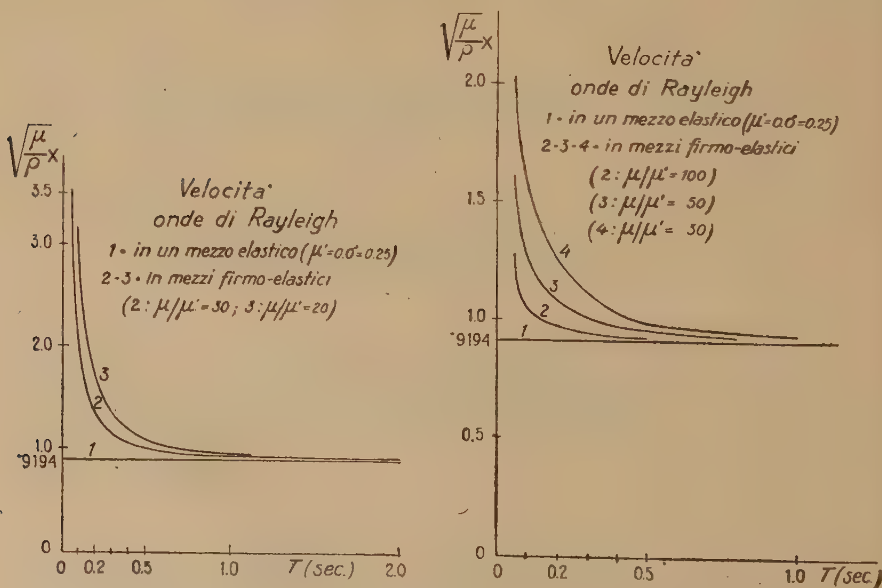


Fig. 2

a) Prescindendo dall'assorbimento; *b*) Tenendo conto dell'assorbimento

Posto, nell'esponenziale della [25''']

$$a=\alpha+\beta p\frac{\mu'}{\mu}\quad,\quad b=\beta-\alpha p\frac{\mu'}{\mu},$$

avremo

$$\left\{\begin{aligned}\sqrt{a+ib}&=\pm\left(\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}+a}{2}}+i\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}-a}{2}}\right)\quad \text{se } b>0\\ \sqrt{a+ib}&=\pm\left(\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}+a}{2}}-i\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}-a}{2}}\right)\quad \text{se } b<0.\end{aligned}\right.\qquad [26]$$

Sia ancora

$$U=\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}+a}{2}}\quad,\quad V=\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}-a}{2}}\quad,\quad W=-\frac{U}{v_s\sqrt{1+\left(p\frac{\mu'}{\mu}\right)^2}}\qquad [27]$$

e inoltre

$$\begin{aligned}-\chi+2\frac{\chi\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\sqrt{\chi^2-1}}{2\chi^2-1}&=-R+iS\\ \sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}-\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\cdot\frac{2\chi^2}{2\chi^2-1}&=-R'+iS',\end{aligned}\qquad [28]$$

poiché nei casi considerati è sempre $b<0$, vale la 2ª delle [26], la quale ha significato fisico solo con il secondo membro preceduto dal segno —. Pertanto, per $z=0$, possiamo scrivere

$$\left\{\begin{aligned}\frac{h^2u}{k}&=\Big\{\Big[R\sin p(t+Wx)-S\cos p(t+Wx)\Big]+\\ &\quad+i\Big[-R\cos p(t+Wx)-S\sin p(t+Wx)\Big]\Big\}\,e^{-\frac{Vpx}{v_s\sqrt{1+p^2\left(\frac{\mu'}{\mu}\right)^2}}}\\ \frac{h^2w}{k}&=\Big\{\Big[-R'\cos p(t+Wx)+S'\sin p(t+Wx)\Big]+\\ &\quad+i\Big[-R'\sin p(t+Wx)+S'\cos p(t+Wx)\Big]\Big\}\,e^{-\frac{Vpx}{v_s\sqrt{1+p^2\left(\frac{\mu'}{\mu}\right)^2}}}\end{aligned}\right.\qquad [29]$$

Fatte le posizioni

$$\frac{h^2}{k^2}=\gamma+i\,\delta\quad;\qquad [30]$$

$$A=\sqrt{\frac{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}+\alpha}{2}}\;,\;B=\sqrt{\frac{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}-\alpha}{2}}\;;\;C=\sqrt{\frac{\sqrt{(\alpha-\gamma)^2+(\delta-\beta)^2}+(\alpha-\gamma)}{2}}\;,$$

Tabella IV

T sec	$\mu/\mu' = 30.sec^{-1}$				$\mu/\mu' = 50.sec^{-1}$			
	R	S	R^1	S^1	R	S	R^1	S^1
0.0	0.344446	0.0	0.362432	0.0	0.344446	0.0	0.362432	0.0
0.05	0.501569	0.055691	0.480210	0,133627	0.440592	0.004866	0.511948	0.112730
0.1	0.477688	0.048830	0.573088	0.104331	0.457721	0.021923	0.612425	0.128436
0.5	0.462257	0.006684	0.688131	0.042802	0.459621	0.004292	0.671762	0.031275
1	0.459677	0.002103	0.672686	0.026133	0.459681	0.002154	0.674027	0.015735
2	0.459863	0.001775	0.674361	0.010966	0.459692	0.001086	0.674597	0.007893
5	0.459727	0.000482	0.674722	0.004382	0.459703	0.000430	0.674762	0.003155
10	0.459703	0.000255	0.674774	0.002191	0.459703	0.000391	0.674783	0.001584
20	0.459703	0.000103	0.674786	0.001277	0.459703	0.000092	0.674789	0.000800
40					0.459703		0.674789	
60								
120								
∞	0.459701	0.0	0.674790	0.0	0.459701	0.0	0.674790	0.0

$$D=\sqrt{\frac{\sqrt{(\alpha-\gamma)^2+(\delta-\beta)^2}-(\alpha-\gamma)}{2}}\ ;\ E=\sqrt{\frac{\sqrt{(\alpha-1)^2+\beta^2}+\alpha-1}{2}}\ ,$$

$$F=\sqrt{\frac{\sqrt{(\alpha-1)^2+\beta^2}-\alpha+1}{2}}\ ;\ g=CE+DF\ ,\ h=CF-DE;$$

$$K=\frac{g\left(\alpha-\frac{1}{2}\right)+\beta h}{\left(\alpha-\frac{1}{2}\right)^2+\beta^2}\ ,\ J=\frac{\left(\alpha-\frac{1}{2}\right)h-\beta g}{\left(\alpha-\frac{1}{2}\right)^2+\beta^2}\ ;$$

$$L=\frac{\alpha\left(\alpha-\frac{1}{2}\right)+\beta^2}{\left(\alpha-\frac{1}{2}\right)^2+\beta^2}\ ,\ M=-\frac{0{,}5\,\beta}{\left(\alpha-\frac{1}{2}\right)^2+\beta^2}$$

$$N=AK-BJ\ ,\ O=BK+AJ\ ;\ P=CL+DM\ ,\ Q=CM-DL\ ,$$

consegue (per $\beta<\delta$)

$$\chi=A+iB\ ,\ \sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}=C-iD\ ,\ \sqrt{\chi^2-1}=E+iF\ ,$$

$$\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\sqrt{\chi^2-1}=g+ih\ ;\ 2\,\frac{\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\cdot\sqrt{\chi^2-1}}{2\chi^2-1}=K+iJ\ ;$$

$$\frac{2\chi^2}{2\chi^2-1}=L+iM\ ,\ \chi^2\,2\,\frac{\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\sqrt{\chi^2-1}}{2\chi^2-1}=N+iO\ ,$$

$$\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}\cdot\frac{2\chi^2}{2\chi^2-1}=P+iQ.(*)$$

Pertanto

$$R=A-N\ ,\ S=O-B\ ;\ R'=P-C\ ,\ S'=-(Q+D).$$

Ovviamente, la parte reale delle [29] è data da

$$\frac{h^2u}{k}=\Big\{R\sin p(t+Wx)-S\cos p(t+Wx)\Big\}e^{-\frac{Vpx}{v_s\sqrt{1+p^2\left(\frac{\mu'}{\mu}\right)^2}}}$$

$$\frac{h^2w}{k}=\Big\{-R'\cos p(t+Wx)+S'\sin p(t+Wx)\Big\}e^{-\frac{Vpx}{v_s\sqrt{1+p^2\left(\frac{\mu'}{\mu}\right)^2}}}$$

(*) Per $\beta>\delta$ è $\sqrt{\chi^2-\frac{h^2}{k^2}}=C+iD$, $g=CE-DF$, $h=CF+DE$, $P=CL-DM$, $Q=DL+CM$.

Tabella V

T sec	$\mu/\mu'=30.\mathrm{sec}^{-1}$		$\mu/\mu'=50.\mathrm{sec}^{-1}$		$\mu/\mu'=100.\mathrm{sec}^{-1}$	
	v_R	k_o	v_R	k_o	v_R	k_o
0.0	∞	∞	∞	∞	∞	∞
0.05	2.021 · vs	10.532	1.687 · vs	12.175	1.2615 · vs	12.804
0.1	1.5614 · »	6.342	1.2615 · »	6.4018	1.0322 · »	4.8424
0.5	0.9732 · »	0.72228	0.93953 · »	0.4626	0.92452 · »	0.2382
1	0.9335 · »	0.1950	0.9245 · »	0.11910	0.9207 · »	0.06000
2	0.9229 · »	0.04977	0.9207 · »	0.03250	0.9197 · »	0.01503
5	0.9200 · »	0.008013	0.9195 · »	0.00741	0.91945 · »	0.002407
10	0.91955 · »	0.002000	0.91945 · »	0.001203	0.91942 · »	0.000602
20	0.91944 · »	0.000502	0.919415 · »	0.000301	0.9194 · »	0.000165
40	0.91941 · »	0.0001303	0.919405 · »	0.0000752	0.9194 · »	0.0000476
60	0.9194 · »	0.0000563	0.9194 · »	0.0000317	0.9194 · »	0.0000174
120	0.9194 · »	0.0000123	0.9194 · »	0.0000083	0.9194 · »	0.0000043
∞	0.9194 · »	0	0.9194 · »	0	0.9194 · »	0

Nella Tabella IV sono contenuti i valori R, R', S, S', per vari valori di T, in corrispondenza di $\mu/\mu'=30$ e $\mu/\mu'=50$. Da essa risulta che, esclusi i periodi più piccoli (di poco interesse per le onde di Rayleigh propriamente dette), S e S' assumono valori via via decrescenti, tendenti allo zero: trascurabili comunque nei confronti di quelli di R, R'.

Pertanto, il rapporto dell'ampiezza del movimento verticale a quella del movimento orizzontale, da un valore prossimo all'unità 1,052 per periodi pressoché nulli, tende rapidamente al valore 1,47 che le compete nella classica teoria di Rayleigh in mezzi puramente elastici; tanto più rapidamente, quanto maggiore è il rapporto μ/μ'.

4. — Passiamo alla velocità. Essa vale evidentemente

$$v_R=\frac{\sqrt{1+\left(p\,\frac{\mu'}{\mu}\right)^2}}{\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}+a}{2}}}\cdot v_s=\frac{\sqrt{1+p^2\left(\frac{\mu'}{\mu}\right)^2}}{\sqrt{\frac{\sqrt{(\alpha^2+\beta^2)\left(1+p^2\left(\frac{\mu'}{\mu}\right)^2\right)}+\alpha+\beta\,p\,\frac{\mu'}{\mu}}{2}}}\cdot v_s .$$

La Tabella V contiene i risultati dei calcoli per i valori 30, 50 e 100 del rapporto μ/μ', al variare del periodo. Si nota subito che, *da un valore teoricamente infinito per* T=0, *la velocità delle onde di Rayleigh in un mezzo firmo-elastico tende al valore che essa assume in un mezzo puramente elastico col tendere del periodo all'infinito; e tanto più rapidamente quanto maggiore è il valore del rapporto* μ/μ'.

Questo risultato era già stato ottenuto nel lavoro precedente; resta quindi confermato una sorta di effetto della firmo-viscosità sulla propagazione delle onde superficiali, che appare come propagazione anomala.

5. — Veniamo infine all'assorbimento di un mezzo firmo-elastico. Il coefficiente di assorbimento è

$$k_0=\frac{p}{v_s\sqrt{1+p^2\left(\frac{\mu'}{\mu}\right)^2}}\cdot\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}-a}{2}}=\frac{p}{v_s\sqrt{1+p^2\,\frac{\mu'^2}{\mu^2}}}\;\cdot$$

$$\cdot\sqrt{\frac{\sqrt{(\alpha^2+\beta^2)\left(1+p^2\,\frac{\mu'^2}{\mu^2}\right)}-\alpha-\beta p\,\frac{\mu'}{\mu}}{2}} .$$

Fatto $v_s = 3.3$ km/sec, velocità media delle onde trasversali nello strato superficiale terrestre, e assegnati a μ/μ' i valori 30, 50, 100 rispettivamente i calcoli hanno fornito, per periodi diversi, i valori riportati nella Tabella V.

A periodi nulli corrisponde quindi un assorbimento infinito, il quale resta comunque elevatissimo per piccoli periodi, conformemente all'osservazione; per periodi dell'ordine 20^s e per $\mu/\mu' = 50$ (che è il valore più prossimo a quelli forniti dall'osservazione), il coefficiente di assorbimento diviene dell'ordine di 0.0003, che è appunto quello generalmente osservato.

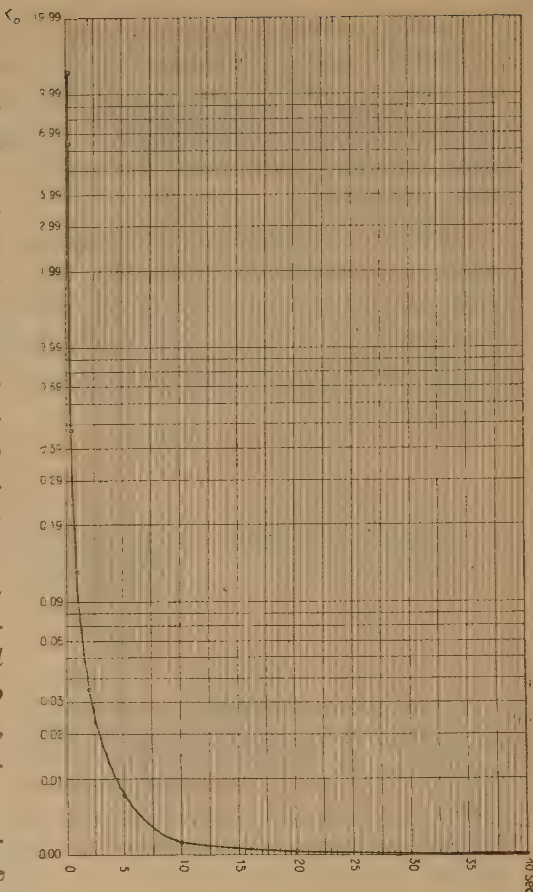


Fig. 3
Andamento del fattore d'assorbimento *ko* nel caso $\mu/\mu' = 50$ (Tab. V)

L'attrito interno giustifica quindi pienamente le caratteristiche osservate per le onde superficiali, le quali nella teoria di Rayleigh erano considerate come persistenti. Ritengo sia questo uno dei risultati più notevoli della ricerca.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Luglio 1948.

RIASSUNTO

La ricerca oggetto di questo lavoro, ha condotto ai seguenti risultati: la velocità di propagazione delle onde di Rayleigh in un mezzo firmo-elastico, da un valore infinito per periodi nulli, tende rapidamente, per periodi crescenti, al valore che le compete in mezzi puramente elastici, tanto più rapidamente quanto maggiore è il valore del rapporto μ/μ' (μ costante di Lamé, μ' coefficiente d'attrito

interno equivoluminale); la firmo-elasticità determina una sensibile riduzione della componente verticale del moto, riduzione che è tanto maggiore quanto più piccoli sono il rapporto $\frac{\mu}{\mu'}$ *e il periodo proprio dell'onda: per onde originanti con grossi periodi l'azione dell'attrito interno sul rapporto delle ampiezze è pressocché nulla e il mezzo si comporta come puramente elastico. La firmo-elasticità può variare il rapporto delle ampiezze* Z/H *da un valore prossimo all'unità* (1,05) *a* 1,41, *valore che la teoria Rayleigh-Lamb assegna a quel rapporto per* $\sigma = 0{,}25$.

La ricerca ha consentito inoltre di chiarire teoricamente un altro aspetto delle onde superficiali finora rimasto insoluto. Nella classica teoria di Rayleigh, le onde che portano il suo nome sono considerate come libere, persistenti, non soggette ad assorbimento da parte del mezzo. Ora, l'osservazione prova che l'assorbimento è fortissimo per i periodi più piccoli e tende a decrescere rapidamente per raggiungere il valore di circa $e^{-0{,}0003}$ *per periodi dell'ordine di* 20^s. *La nuova teoria prova che in un mezzo firmo-elastico (con un rapporto* $\frac{\mu}{\mu'} = 50$ *sec* $^{-1}$, *conforme alla media dei valori osservati) ciò è pienamente dimostrato. Ed è sintomatico che le fondamentali caratteristiche delle onde di Rayleigh trovino così completa giustificazione in un mezzo indefinito non stratificato.*

BIBLIOGRAFIA

(1) Rayleigh Lord: *On waves propagated along the plane surface of an elastic solid* - Scientific Papers, II, pagg. 441-447.

(2) Lamb H.: *On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid* - Philosophical Transactions, CCIII, A, 1904.

(3) Caloi P.: *Sulle onde di Rayleigh in un mezzo elastico, firmo-viscoso indefinito* - Pontificia Academia Scientiarum, Acta, X, 1946.

CAMPO MAGNETICO SOLARE E CORRENTI TELLURICHE

ENRICO MEDI

Nel quadro di due precedenti note pubblicate negli « Annali di Geofisica » (1) nelle quali è trattata una nuova ipotesi sull'origine del campo magnetico della terra e di alcuni fenomeni ad esso collegati è posta la esposizione qui presente. Essa mette in evidenza un fatto fisico che potrebbe costituire una delle cause dell'esistenza delle correnti telluriche.

Si facciano le seguenti considerazioni. Il sole possiede un momento magnetico che alla distanza media alla quale si trova la terra ($1{,}5 \cdot 10^{13}$ cm) può essere valutato circa $2 \cdot 10^{-6}$.

La terra nel suo moto di rivoluzione intorno al sole si sposta in questo campo magnetico ed è di conseguenza soggetta alla forza di Lorentz in tutti i suoi punti. Per trovare l'ordine di grandezza delle forze elettromotrici che ne risultano si supponga una sbarra conduttrice che si muova perpendicolarmente al campo magnetico solare con la velocità media di rivoluzione del pianeta ($3 \cdot 10^{6}$ cm/sec).

Agli estremi della sbarra si genera una forza elettromotrice indotta facilmente calcolabile

$$\frac{Bev}{c} = F \qquad \frac{F}{e} = E \qquad dV = E \times dl = \frac{Bv}{c}\, dl$$

Mettendo i valori numerici e riducendo in volt si ha per una sbarra avente la lunghezza di un chilometro di forza elettromotrice fra gli estremi, di tre millivolt.

Tale valore è dello stesso ordine di grandezza del valore medio trovato sperimentalmente nelle indagini sulle correnti telluriche. Lo studio particolareggiato della ipotesi sarà presentato successivamente; in ogni caso sembra evidente l'esistenza di un tale effetto, ma è chiaro che le correnti che ne risultano sono enormemente complicate nel loro andamento dalla diversa conducibilità dei materiali che costituiscono il pianeta e da altre molteplici cause.

Effetti analoghi si debbono produrre negli strati ionizzati dell'alta atmosfera dove si possono prevedere correnti ioniche dovute a

tale causa e influenzanti la variazione diurna del campo magnetico terrestre.

Applicando tali considerazioni alla teoria generale della corona elettronica (vedi note precedenti) si possono intravedere alcune conseguenze sulla variazione diurna del campo magnetico terrestre.

Palermo — Istituto di Fisica dell'Università — Ottobre 1948.

RIASSUNTO

Nel quadro di due precedenti note su una nuova teoria circa l'origine del campo magnetico terrestre, si formula una ipotesi sulle cause dell'esistenza delle correnti telluriche e della variazione diurna del campo magnetico terrestre.

BIBLIOGRAFIA

(1) MEDI S., *Sull'origine del campo magnetico terrestre.* « Ann. di Geofisica », I, 3, 1948.
MEDI S., *Sull'origine del campo magnetico terrestre e sulle tempeste magnetiche.* « Ann. di Geofisica », I, 4, 1948.

TERREMOTO DELLA CRESTA MEDIANA ATLANTICA DEL 24 APRILE 1947

L. Marcelli - G. Pannocchia

E' noto che Wegener, rilevando l'analogia delle forme che presentano le coste americane e africane dell'Oceano Atlantico. fu indotto a formulare la teoria sulla traslazione dei continenti. Questa teoria sollevò molti contrasti di opinioni, che andarono dalla sua validità, sostenuta da alcuni, alla sua inconsistenza, sostenuta da altri.

Recentemente, alcuni fatti di natura geologica-sismica. hanno portato ad emettere l'ipotesi che se la traslazione dei continenti risponde a realtà, per quanto si riferisce ai continenti americano ed africano. il parallelismo invocato da Wegener e qualche altro fra i contorni delle coste africane e americane deve in effetti essere riferito fra la costa americana e la cresta mediana dell'Atlantico, le cui forme generali presentano spiccate analogie. Così che, se la deriva è realmente avvenuta, riguarda solamente la distanza cresta mediana atlantica-costa americana.

Questa nuova ipotesi si basa sostanzialmente sul fatto che, sulla scorta delle recenti misure batimetriche, l'Atlantico meridionale presenterebbe all'Est della cresta mediana, una successione di bacini e di creste orientate in direzione SW-NE, sul prolungamento delle unità morfologiche del continente africano. Questa disposizione mancherebbe all'Ovest della cresta mediana atlantica.

Altre considerazioni di carattere geologico sarebbero a sostegno della nuova ipotesi, la quale troverebbe appoggio anche da ricerche sismologiche.

Infatti, il terremoto avvenuto sulla cresta mediana dell'Atlantico (a 7°,0 N. 38°,8 W) il 14 settembre 1945 avrebbe generato onde di Love di 23^s che, sul tratto epicentro-Osservatorio di Fordham (presso New York) hanno mostrato la velocità di 4,4 km/sec, dell'ordine di quella che onde dello stesso periodo presentano per tragitti sotto l'Oceano Pacifico.

Il fondo del Pacifico consiste essenzialmente di quelle stratificazioni che i geologi definiscono con il simbolo *Sima* e che consentono,

a parità di altre condizioni, velocità maggori di quelle che si osservano per le onde sismiche che attraversano lo zoccolo dei continenti (il così detto *Sial*).

La parte occidentale dell'Atlantico, quindi, poggerebbe su stratificazioni con caratteristiche analoghe a quelle che formano il fondo del Pacifico, mentre la parte orientale avrebbe proprietà essenzialmente sialiche.

Poiché questo solo dato sismico non ci è parso sufficiente per concludere nel senso voluto dai sostenitori di questa nuova ipotesi abbiamo ritenuto opportuno sottoporre ad una ricerca accurata qualche terremoto avvenuto appunto nella cresta mediana atlantica. Ci parve favorevole, per questo scopo, il forte terremoto verificatosi in detta zona il 24 aprile 1947 (ore $19^h\ 35^m$ G.C.T.).

A questo scopo abbiamo raccolto un cospicuo numero di sismogrammi relativi a detto terremoto, messici gentilmente a disposizione da quasi tutti gli Osservatori a cui ci siamo rivolti.

Notiamo subito che svolgeremo il lavoro *in coordinate geocentriche*.

Determiniamo un primo valore approssimato delle coordinate epicentrali con il metodo della proiezione stereografica usando i dati ricavati dalla registrazione delle stazioni sismiche di Roma, Kew Observatory, Scoresby Sund, Chicago, San Juan: esso è

$$\begin{cases} \lambda_0 = 39^0\ 10' \quad \text{W} \\ \varphi_0 = 8^0\ 1'\ 7'' \ \text{N} \end{cases} \qquad [1]$$

Passando poi alle coordinate geocentriche dell'epicentro con la nota formula di trasformazione

$$tg\ \varphi'_0 = (1 - e)^2\ tg\ \varphi_0 = 0{,}993277\ tg\ \varphi_0 \qquad [2]$$

(dove *e* rappresenta lo schiacciamento della terra che, secondo Hayford, vale 1/297) [1] otteniamo

$$\begin{cases} \lambda'_0 = \lambda_0 = 39^0\ 10' \quad \text{W} \\ \varphi'_0 = 7^0\ 57'\ 55''\ \text{N.} \end{cases} \qquad [3]$$

Questo valore va corretto con una indagine più accurata; facendo uso di un maggior numero di dati ricavati da stazioni opportunamente disposte rispetto all'epicentro.

Allo scopo di determinare le correzioni $\delta\lambda_0$ e $\delta\varphi_0$ delle coordinate

epicentrali, correzioni che si suppongono sufficientemente piccole, si è condotti a risolvere, per ogni stazione, equazioni di condizione della forma:

$$\delta\Delta_n = (\Delta_n^* - \Delta_n) = \frac{\partial\Delta_n}{\partial\varphi'_0}\delta\varphi'_0 + \frac{\partial\Delta_n}{\partial\lambda_0}\delta\lambda_0 \qquad [4]$$

La [4] è limitata ai termini di 1° ordine, per la ipotesi fatta circa l'entità delle correzioni: in essa Δ_n (funzione di λ e φ') rappresenta la distanza di ciascuna delle stazioni scelte dall'epicentro provvisorio [3], calcolata facendo uso di coordinate geocentriche; Δ^*_n la corrispondente distanza calcolata facendo uso delle dromocrone nel modo che verrà particolarmente esposto tra breve.

La [4] tenendo presente che *cos* Δ è dato da

$$\cos\Delta = \sin\varphi'_0 \sin\varphi' + \cos\varphi'_0 \cos\varphi' \cos(\lambda - \lambda_0) \qquad [5]$$

si può scrivere

$$\delta\Delta = \frac{\cos\varphi'\sin\varphi'_0\cos(\lambda-\lambda_0) - \sin\varphi'\cos\varphi'_0}{\sin\Delta}\delta\varphi'_0 - \frac{\cos\varphi'_0\cos\varphi'\sin(\lambda-\lambda_0)}{\sin\Delta}\delta\lambda_0 \qquad [6]$$

Il sistema costituito dall'insieme di queste equazioni di condizione scritte per ciascuna stazione, va risolto col metodo dei minimi quadrati.

Scelte le 14 stazioni che risultano nella Tabella I calcoliamo i valori di Δ con la formula (1)

$$\cos\Delta = 1 - \frac{1}{2}\left[(a-A)^2 + (b-B)^2 + (c-C^2)\right] \qquad [7]$$

per distanze comprese tra 0° e 60°, e con la formula

$$\cos\Delta = a\,A + b\,B + c\,C \qquad [7']$$

per distanze comprese tra 60° e 120°, nelle quali

$$\begin{cases} a = \cos\varphi' \cos\lambda \\ b = \cos\varphi' \sin\lambda \\ c = \sin\varphi' \end{cases} \qquad [8]$$

sono i coseni direttori del raggio terrestre passante per la stazione di coordinate geocentriche λ, φ' e A, B, C, sono gli analoghi valori per l'epicentro. Dall'esame delle registrazioni di Harward, Neuchâtel, Zurigo e Stoccarda, assegnamo provvisoriamente all'ipocentro una profondità media di 47 km, profondità non confermata dalle altre

TABELLA I

Stazioni [1]	Δ_n in gradi [2]	Δ_n in km [2]	pP-P in secondi [3]	h profondità in km [4]	Ora di registrazione delle P [5]	Tempi di tragitto delle P per h=47 km [6]	Tempo origine t_0 [7]	Tempi di tragitto delle P (II determinazione) [8]	Δ^*_n in gradi [9]	Δ^*_n in km [9]	$\delta\Delta_n = \Delta^*_n - \Delta_n$ in gradi [10]	$\delta\Delta_n = \Delta^*_n - \Delta_n$ in km [10]
San Juan	28,1533	3128,14	—	—	$19^h\ 41^m\ 11^s,2$	$5^m\ 53^s$	$19^h\ 35^m\ 18^s,2$	$5^m\ 53^s,6$	28,30	3144,44	+0,15	+16,30
Huancayo	41,1167	4568,52	—	—	» 43 01,1	7 41	» 35 20,1	7 43,5	41,30	4588,89	+0,18	+20,37
Harward	44,6617	4962,41	15,5	70?	» 43 27,5	8 10	» » 17,5	8 09,9	44,65	4961,11	0.01	—01,30
Kew Obs.	53,8056	5978,40	—	—	» 44 31,4	9 18	» » 13,4	9 13,8	53,30	5922,22	—0,50	—56,18
Chicago	54,3786	6042,07	—	—	» 44 42,65	9 23	» » 19,65	9 25,0	54,40	6044.44	+0,02	+02,37
Neuchâtel	55,1878	6131,98	8,0	38	» 44 42,0	9 27	» » 15,0	9 24,4	54,80	6088,89	—0,39	—43,09
Strasburgo	56,4486	6272,07	—	—	» 44 51,7	9 37	» » 14,7	9 34.1	56,15	6238,89	—0.30	—33,18
Zurigo	56,3353	6259,48	7,7	36	» 44 51,1	9 35	» » 16,1	9 33,5	56,00	6222.22	—0,33	—37,26
De Bilt	56,9131	6323,68	—	—	» 45 00,0	9 39	» » 21,0	9 42,4	57,40	6377,78	+0,49	+54,10
Roma	56,5897	6287,74	—	—	» 44 52,3	9 37	» » 15,3	9 34.7	56,25	6350.00	—0.34	- 37.74
Stoccarda	57,3681	6374,23	9,0	45	» 44 57,0	9 42,5	» » 14,5	9 39,4	56.85	6316,67	—0,52	—57,56
Scoresby S.	63,3592	7039,91	—	—	» 45 40,0	10 22,4	» » 17,6	10 22,4	63,36	7039,91	0,00	0,00
Saskatoon	69,9347	7770,52	—	—	» 46 25,0	11 03.8	» » 21,2	11 07,4	70,40	7822,22	+0,47	+51,70
Tucson	70.2717	7807,97	—	—	» 46 29,1	11 06,4	» » 22,7	11 11,5	71,00	7888.89	+0,73	+80,92
				$\overline{h}$ = 47.25			$\overline{t_0}$ = $19^h\ 35^m\ 17^s,6$					

registrazioni. Per mezzo della dromocrona corrispondente a tale profondità ([2]) e alle distanze già calcolate, determiniamo i tempi di propagazione delle *P*, ed otteniamo per il tempo origine medio il valore

$$\overline{t}_0 = 19^h\, 35^m\, 17^s{,}6 \quad \text{(tabella I, colonna 7)} \qquad [9]$$

Sottraendo il valore [9] dai tempi di registrazione (tabella I, colonna 5) otteniamo nuovi tempi di tragitto delle *P* (colonna 8) in base ai quali, servendoci delle dromocrone di cui sopra, determiniamo le distanze Δ^*_n (tabella I, colonna 9).

Risolto, con il metodo dei minimi quadrati, il sistema di 14 equazioni che consegue applicando la [6] a ciascuna delle stazioni prescelte, si ottiene:

$$\begin{cases} \delta\lambda_0 = +0^\circ{,}4050 = +24'\,18'' \\ \delta\varphi'_0 = +0^\circ{,}0203 = +01'\,12'' \end{cases}$$

Appertando queste correzioni all'epicentro [3] otteniamo il valore più probabile

$$\begin{cases} \varphi'_0 = 7^\circ\, 59'\, 7''\ \mathrm{N} \\ \lambda_0 = 38^\circ\, 45'\, 42''\ \mathrm{W}. \end{cases} \qquad [10]$$

Allo scopo di determinare una ulteriore approssimazione per l'epicentro (giacché la correzione della longitudine è piuttosto rilevante), e allo scopo di calcolare simultaneamente la profondità ipocentrale h_0 e il tempo origine t_0, estendiamo il campo di indagine ad un maggior numero di stazioni scelte tra quelle i cui tempi di inizio danno maggior affidamento.

Indichiamo con

$$t_0,\ \lambda_0,\ \varphi'_0,\ h_0$$

i valori approssimati delle incognite, e con

$$\delta t_0,\ \delta\lambda_0,\ \delta\varphi'_0,\ \delta h_0$$

le correzioni da apportare, supposte sufficientemente piccole: si avrà:

$$0 = t_0 + \delta t_0 \quad ; \quad \Lambda_0 = \lambda_0 + \delta\lambda_0$$
$$\Phi'_0 = \varphi'_0 + \delta\varphi'_0 \quad ; \quad h = h_0 + \delta h_0$$

Il tempo di propagazione t_n delle *P*, corrispondente ad una stazione generica è una funzione di λ, φ', h, cioè

$$t_n = f(\lambda_0 + \delta\lambda_0\ ,\ \varphi'_0 + \delta\varphi'_0, h_0 + \delta h_0)$$

e questa sviluppata in serie limitatamente ai termini del primo ordine, dà il sistema di equazione di condizione

$$t_n=f(\lambda_0,\varphi'_0,h_0)+\frac{\partial f}{\partial\lambda_0}\delta\lambda_0+\frac{\partial f}{\partial\varphi'_0}\delta\varphi'_0+\frac{\partial f}{\partial h_0}\delta h_0 \qquad [11]$$

Nella [11] $f(\lambda_0, \varphi'_0, h_0)$ è il tempo di propagazione delle P corrispondente alla distanza epicentrale Δ_n della stazione in considerazione, determinata nuovamente in corrispondenza delle [10]; tempo di propagazione calcolato per $h=33$ km; $\frac{\partial f}{\partial h_0}$ rappresenta la variazione che subisce il tempo di tragitto delle P, quando, tenuta costante la distanza Δ_n, si fa variare la profondità di una quantità δh_0 pari all'unità della dromocrona prescelta.

Per $\frac{\partial f}{\partial\lambda_0}$ e $\frac{\partial f}{\partial\varphi'_0}$ valgono le seguenti relazioni

$$\frac{\partial f}{\partial\lambda_0}=\frac{\partial f}{\partial\Delta_n}\frac{\partial\Delta_n}{\partial\lambda_0} \quad ; \quad \frac{\partial f}{\partial\varphi'_0}=\frac{\partial f}{\partial\Delta_n}\frac{\partial\Delta_n}{\partial\varphi'_0} \qquad [12]$$

dove $\frac{\partial f}{\partial\Delta_n}$ rappresenta l'incremento che subisce il tempo di propagazione quando, tenuta costante la profondità, si fa variare la distanza epicentrale di un grado, e $\frac{\partial\Delta_n}{\partial\lambda_0}$ e $\frac{\partial\Delta_n}{\partial\varphi'_0}$ hanno le seguenti espressioni:

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\Delta_n}{\partial\lambda_0}=-\cos\varphi'_0\sin\alpha\\[2ex]\dfrac{\partial\Delta_n}{\partial\varphi'_0}=-\cos\alpha\end{cases} \qquad [13]$$

α essendo l'azimut dell'epicentro rispetto a ciascuna stazione.

Siano T_n i tempi di arrivo delle P registrati dalle varie stazioni; questi, a parte gli errori di osservazione e di registrazione, debbono eguagliare la somma dell'ora origine del terremoto e del corrispondente tempo di tragitto.

$$T_n=(t_0+\delta t_0)+f(\lambda_0+\delta\lambda_0\ ,\ \varphi'_0+\delta\varphi'_0\ ,\ h_0+\delta h_0), \qquad [14]$$

sicché in definitiva la [11] tenuto conto delle [12], [13], [14] si può scrivere ([3]):

$$\delta t_0-\cos\varphi_0\sin\alpha\frac{\partial f}{\partial\Delta_n}\delta\lambda_0-\cos\alpha\frac{\partial f}{\partial\Delta_n}\delta\varphi'_0+\frac{\partial f}{\partial h_0}\delta h_0=T_n-\left[t_0+f(\lambda_0,\varphi'_0,h_0)\right] \qquad [11']$$

Tabella II

Stazioni	Δ_n [1]	T_n [2]	$[f(\lambda_o,\varphi'_o,h_o)]_n$ [3]	$(t_0)_n$ [4]	$[\overline{t}_0+f(\lambda_0,\varphi'_0,h_0)]$ [5]	$T_n-[\overline{t}_0+f(\lambda_0,\varphi'_0,h_0)]_n$ [6]	$\frac{\partial f}{\partial \Delta_n}$ (in sec.) [7]	$\frac{\partial f}{\partial \Delta_n}\cos\varphi'_0\sin\alpha$ [8]	$-\frac{\partial f}{\partial \Delta_n}\cos\alpha$ [9]	$\left(\frac{\partial f}{\partial h}\right)_n$ (in sec.) [10]
San Juan	28°,5047	19h 41m 11s,2	5m 54s,75	19h 35m 16s,45	19h 41m 08s,65	+2s,55	8,90	+8,059386	—3,603040	—6,10
Huancayo	41°,4792	» 43 01,1	7 45,95	» » 15,15	» 42 59,85	+1,25	8,20	+7,146841	+3,893778	—6,60
Harward	44°,8408	» 43 27,5	8 12,89	» » 14,61	» 43 26,79	+0,71	8,00	+4,500504	—6,583632	—6,60
Columbia	46°,6755	» 43 44,2	8 27,55	» » 16,65	» 43 41,45	+2,75	7,87	+5,986984	—5,039122	—6,63
Kew Obs.	53°,5937	» 44 31,4	9 20,13	» » 11,27	» 44 34,03	—2,63	7,35	—3,517548	—6,434550	—6,76
Chicago	54°,5733	» 44 42,6	9 27,48	» » 15,12	» 44 41,38	+1,22	7,25	+4,960566	—5,241351	—6,80
Neuchâtel	54°,9307	» 44 42,0	9 30,01	» » 11,99	» 44 43,91	—1,91	7,20	—4,269154	—5,767671	—6,80
Strasburgo	56°,1987	» 44 51,7	9 39,11	» » 12,59	» 44 53,01	—1,31	7,16	—4,110792	—5,833087	—6,82
Basilea	55°,5730	» 44 46,4	9 34,65	» » 11,75	» 44 48,55	—2,15	7,20	—4,236854	—5,791644	—6,80
Zurigo	56°,0778	» 44 51,1	9 38,28	» » 12,82	» 44 52,18	—1,08	7,18	—4,283811	—5,730645	—6,81
Roma	56°,2939	» 44 52,3	9 39,92	» » 12,38	» 44 53,82	—1,52	7,14	—4,950112	—5,098845	—6,83
Stoccarda	57°,1165	» 44 57,0	9 45,70	» » 11,30	» 44 59,62	—2,62	7,00	—4,055702	—5,677154	—6,90
Copenhagen	62°,2369	» 45 35,5	10 20,79	» » 14,71	» 45 34,69	+0,81	6,66	—3,290639	—5,771856	—7,00
Sofia	64°,1833	» 45 47,0	10 33,79	» » 13,21	» 45 47,69	—0,69	6,48	—4,644449	—4,471893	—7,00
Scoresby	63°,2948	» 45 40,0	10 27,57	» » 12,43	» 45 41,47	—1,47	6,50	—0,700459	—6,461026	—7,00
Rapid City	66°,1514	» 46 02,0	10 46,45	» » 15,55	» 46 00,35	+1,65	6,30	+4,435553	—4,430941	—7,00
Istanbul	68°,0593	» 46 09,2	10 58,52	» » 10,68	» 46 12,42	—3,22	6,20	—4,635790	—4,065259	—7,10
Saskatoon	70°,1628	» 46 25,0	11 11,24	» » 13,76	» 46 25,14	—0,14	6,07	+3,648865	—4,823629	—7,11
Tucson	70°,6050	» 46 29,1	11 14,29	» » 14,81	» 46 28,19	+0,91	6,00	+5,078928	—3,114444	—7,16
Salt Lake	71°,9912	» 46 39,2	11 22,40	» » 16,80	» 46 36,30	+2,90	6,00	+4,540662	—3,869958	—7,10
Pasadena	76°,7904	» 47 04,0	11 50,43	» » 13,57	» 47 04,33	—0,33	5,54	+4,594399	—3,028225	—7,38
Sitka	86°,8814	» 48 00,6	12 42,45	» » 18,15	» 47 56,35	+4,25	4,80	+2,584109	—1,028866	—7,50
				$\overline{t}_0$ = 19h 35m 13s,90		termini noti		coefficienti di $\delta\lambda_0$	coefficienti di $\delta\varphi'_0$	coefficienti di δh_0

Nella Tabella II riportiamo i valori necessari relativi al sistema di equazione [11'] corrispondenti a 22 stazioni.

I valori delle distanze Δ_n relative al nuovo epicentro, si son calcolate con le formule [7] [7'] già usate precedentemente; quanto alle derivate

$$\frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \text{ e } \frac{\partial f}{\partial h_0}$$

si sono calcolate con le tabelle di Jeffreys ([4]): data l'incertezza nella determinazione della profondità calcolata dalle registrazioni, abbiamo ritenuto lecito scegliere per h_0 il valore di 33 km, scelta che ci ha permesso di semplificare i calcoli.

L'unità della dromocrona prescelta. risulta essere, dalle citate tabelle, di km 63,38.

Quanto ai tempi di tragitto $f(\lambda_0, \varphi'_0\ h_0)$ (colonna 3) notiamo che essi, calcolati con le tabelle sopra citate, hanno dato valori poco soddisfacenti, talché si è ritenuto opportuno correggerli per il fatto di avere usato coordinate geocentriche anziché geografiche.

Per la formula di correzione rimandiamo al già citato lavoro di Jeffreys ([1]). Osserviamo però che tali correzioni sono risultate pressoché trascurabili tanto da ritenerle superflue in una successiva applicazione del metodo.

La colonna 4 della Tabella II, dà per il tempo origine il valore approssimato

$$\overline{t}_0 = 19^h\ 35^m\ 13^s,90.$$

La soluzione, condotta col metodo dei minimi quadrati ([5]), del sistema di equazioni che consegue, con i dati della Tabella II, applicando la [11'] alle 22 stazioni prescelte, dà i seguenti risultati.

$$\begin{aligned}
\delta t_0 &= -7^s,1 \\
\delta\lambda_0 &= \ \ 0^0,3635 = \ \ 0^0\ 21'\ 48'',5 \\
\delta\varphi'_0 &= -0^0,0774 = -0^0\ 04'\ 38'',7 \\
\delta h_0 &= -0,934.
\end{aligned}$$

Il δh_0 essendo dell'ordine di 9/10 dell'unità di dromocrona prescelta, risulta avere un valore ~ -57 km. Tale correzione ci autorizza a ritenere come pressoché nulla la profondità ipocentrale ([6]). Occorre quindi ripetere l'operazione di approssimazione per i valori delle incognite partendo dai seguenti nuovi dati:

$$\left\{\begin{aligned}
h_0 &= 0 \\
\varphi'_0 &= \ \ 7^0\ 54'\ 28'',3\ \text{N} \\
\lambda_0 &= 38^0\ 23'\ 53'',5\ \text{W}.
\end{aligned}\right. \qquad [14]$$

Tabella III

Stazioni	Δ_n in gradi	T_n	$[f(\lambda_0, \varphi'_0)]_n$	$(t_0)_n$	$[\bar{t}_0 + f(\lambda_0 \varphi'_0)]_n$	$T_n - [\bar{t}_0 + f(\lambda_0 \varphi'_0)]_n$ in sec.	$\frac{\partial f}{\partial \Delta_n}$ in sec	$-\frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \cos\varphi'_0 \sin\alpha$	$-\frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \cos\alpha$
	[1]	[2]	[3]	[4]	[5]	[6]	[7]	[8]	[9]
San Juan	28,8655	19^h 41^m $11^s,2$	6^m $02^s,29$	19^h 35^m $08^s,91$	19^h 41^m $10^s,50$	+0,70	9,00	+8,156808	—3,630600
Huancayo	41,7595	» 43 01,1	7 52.53	» » 08,57	» 43 00,74	+0,36	8,20	+7,169531	+3,853612
Harward	45,1095	» 43 27,5	8 19,77	» » 07,73	» 43 27,98	—0,48	7,90	+4,467734	—6,485504
Columbia	47,0218	» 43 44,2	8 34,87	» » 09,33	» 43 43,08	+1,12	7,90	+6,020460	—5,046649
Kew Obs.	53,4877	» 44 31,4	9 24,26	» » 07,14	» 44 32,47	—1,07	7,35	—3,494777	—6,447457
Chicago	54,8781	» 44 42,6	9 34,50	» » 08,10	» 44 42,71	—0,11	7,22	+4,949569	5,211311
Neuchâtel	54,7780	» 44 42,0	9 33,76	» » 08,24	» 44 41,97	+0,03	7,24	—4,275073	—5,813728
Strasburgo	56,0535	» 44 51,7	9 42,98	» » 08,72	» 44 51,19	+0,51	7,20	—4,116592	—5,878525
Basilea	55,4221	» 44 46,4	9 38,44	» » 07,96	» 44 46,65	—0,25	7,20	-4,218549	—5,803714
Zurigo	55,9231	» 44 51,1	9 42.05	» » 09,05	» 44 50,26	+0.84	7,20	—4,279142	—5,759872
Roma	56,0978	» 44 52,3	9 43,30	» » 09,00	» 44 51,51	+0,79	7,20	—4,978495	—5,155566
Stoccarda	56,9693	» 44 57,0	9 49,58	» » 07,42	» 44 57,79	—0,79	7,00	—4,023471	—5,689159
Sofia	63,9745	» 45 47,0	10 37,33	» » 09,67	» 45 45,54	+1,46	6,50	—4,652112	—4,493780
Scoresby	63,3163	» 45 40,0	10 32,99	» » 07,01	» 45 41,20	—1,20	6,57	—0,693011	—6,532252
Rapid City	66,4620	» 46 02,0	10 53,36	» » 08,64	» 46 01,57	+0,43	6,35	+4,474438	—4,463219
Istanbul	67,8383	» 46 09,2	11 02,08	» » 07,12	» 46 10,29	—1,09	6,22	—4,646730	—4,084029
Saskatoon	70,4429	» 46 25,0	11 18,10	» » 06,90	» 46 26,31	—1,31	6,06	+3,646483	—4,813401
Tucson	70,9531	» 46 29,1	11 21,21	» » 07,89	» 46 29,42	—0,32	6,01	+5,087846	—3,120361
Salt Lake	72,3163	» 46 39,2	11 29,37	» » 09,83	» 46 37,58	+1,62	5,86	+4,435878	—3,779232
Pasadena	77,1424	» 47 04,0	11 57,08	» » 06,92	» 47 05,29	—1,29	5,50	+4,561048	—3,007938
				$\bar{t}_0 =$ 19^h 35^m $08^s,2075$		termini noti		coefficienti di $\delta\lambda_0$	coefficienti di $\delta\varphi'_0$

Notiamo che in questa ultima determinazione abbiamo ritenuto opportuno ridurre ulteriormente il numero delle stazioni eliminando Copenhagen e Sitka che presentavano, per il tempo origine, valori sensibilmente diversi da quelli delle altre stazioni.

Nella Tabella III manca ovviamente l'ultima colonna, per l'ipotesi fatta di $h_0=0$.

La quarta colonna della Tabella III dà, per il tempo origine, il valore approssimato

$$\overline{t}_0 = 19^h\ 35^m\ 08^s{,}2.$$

Applicando ancora la [11'], mancante naturalmente del termine in δh_0, alle stazioni riportate nella Tabella III, e risolvendo il sistema che se ne consegue con il metodo dei minimi quadrati ([5]), abbiamo ottenuto

$$\begin{cases} \delta t_0 = +0^s{,}30081 \pm 0^s{,}519 \\ \delta \lambda_0 = -0^o{,}000916 \pm 0^o{,}0526 \\ \delta \varphi'_0 = +0^o{,}066258 \pm 0^o{,}1147 \end{cases}$$

A verifica dei risultati ottenuti, ci siamo calcolati anche lo schema [ll. 3]: esso dovrebbe risultare uguale alla somma dei quadrati degli errori [vv]. Viene infatti

[ll. 3] = 16,1797
[vv] = 16,1819

Pertanto i valori definitivi delle incognite sono:

$$\begin{cases} \Phi'_0 = 7^0\ 58'\ 26'',8 \pm 6'\ 53'',06\ \text{N} \\ \Lambda_0 = 38^0\ 23'\ 56'',8 \pm 3'\ 09'',54\ \text{W} \\ h = 0 \\ 0 = 19^h\ 35^m\ 08^s{,}51 \pm 0^s{,}519 \end{cases}$$

Di questi valori ci serviremo nella ulteriore ricerca che intendiamo svolgere, e di cui abbiamo indicato i termini al principio del presente lavoro.

Le *coordinate geografiche* dell'epicentro sono (a meno delle correzioni):

$$\begin{cases} \Phi_0 = 08^0\ 01'\ 39''\quad \text{N} \\ \Lambda_0 = 38^0\ 23'\ 56'',8\quad \text{W} \end{cases}$$

come si ottiene immediatamente applicando la [2].

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Maggio 1948.

RIASSUNTO

Alla teoria di Wegener che sosterrebbe, con la nota teoria della deriva dei continenti, l'ipotesi di una traslazione dei continenti africano e americano, si contrappone una teoria più recente secondo la quale, se la deriva è realmente avvenuta, essa riguarda solo la distanza cresta mediana atlantica-costa americana.

Il presente lavoro contiene la prima parte di una ricerca sismologica fatta allo scopo di dimostrare l'attendibilità o meno di tale teoria. Con un metodo già adoperato da Caloi e Peronaci (3)*, facendo uso di coordinate geocentriche, si è determinato l'ipocentro e il tempo origine di un terremoto avvenuto sulla cresta atlantica.*

BIBLIOGRAFIA

(1) Britisch Association for the Advancement of Science: Gray Milne Trust L. J. Comrie with au introduction by H. Jeffreys. *The Geocentric direction cosiues of seismological observatories* - London 1938.

(2) Brunner G. J.: Chart of depth, time and distance for deep focus earthquakes 1935.

(3) Caloi P. - Peronaci F.: *Il terremoto del Turkestan del 2 novembre 1946* - Annali di Geofisica I, 2, 246 (1948).

(4) British Association for the Advancement of Science: Gray Milne Trust - H. Jeffreys and K. E. Bullen - « *Seismological Tables* » - London 1940.

(5) Caloi P.: *Caratteristiche sismiche fondamentali dell'Europa Centrale* - Bollettino della Soc. Sismologica Italiana, vol. XL, n. 3-4, anno 1942.

(6) Schmerwitz G.: *Ausgheichung der besten Stationsbeobachtungen mitteleuropäischer Erdbeben* - Zeitschrift f. Geophysik, Jahrg. 14, 1938.

LA RADIOATTIVITA' DELLA TERRA

C. FESTA - M. SANTANGELO

I - *Metodi di misura*

1. — La individuazione delle sostanze radioattive nella crosta terrestre ha una grande importanza dal punto di vista geofisico, in quanto la loro presenza è molto verosimilmente connessa con le diverse manifestazioni del nostro pianeta ed è legata alla sua storia passata e futura.

Le misure in situ della radioattività di materiali che costituiscono la terra sono necessariamente limitate a profondità relativamente piccole: le ricerche più recenti sono state spinte nei sondaggi petroliferi a circa 3000 m (1). Ogni supposizione sulla distribuzione delle sostanze radioattive in tutta la terra fondata sulla estrapolazione dei risultati sperimentali è in verità alquanto arbitraria.

Quantunque siano state effettuate misure anche su materiali provenienti da profondità considerevoli (lave, acque profonde, gas), il numero di tali determinazioni è ancora troppo scarso perché si possano formulare delle ipotesi attendibili.

Molte vaste regioni della terra non sono state ancora esplorate sotto questo aspetto. A questo proposito è augurabile che fra non molti anni possa aversi una carta radiogeologica completa e aggiornata (2).

Se si limitano le nostre considerazioni allo strato più superficiale, bisogna rilevare subito due fenomeni: il contenuto in sostanze radioattive decresce man mano che si procede dagli strati più superficiali a quelli più profondi, mentre al contrario la densità media delle masse continentali è minore di quella del basalto sub-continentale e degli strati ancor più profondi. Il tenore radioattivo delle masse continentali e sub-continentali è riassunto nella tabella I (3) che ha un carattere puramente orientativo:

TABELLA I

Valore medio in g di Radium per g di sostanza	
$3,4 \cdot 10^{-12}$	Masse continentali
$0,75 \cdot 10^{-12}$	Basalto sub-continentale
$1,15 \cdot 10^{-15}$	» sub-oceanico
$0,33 \cdot 10^{-12}$	Dunite e analoghi
$0,30 \cdot 10^{-12}$	Eclogite

Nei minerali radioattivi si ritrovano tutti gli elementi delle tre famiglie in equilibrio radioattivo (v. app. III): quelli il cui periodo è molto breve sono presenti in quantità infinitesime. Riportiamo la seguente tabella da Joliot-Curie (4) dalla quale possono rilevarsi le quantità relative dei radioelementi presenti nei minerali di Uranio e di Torio.

TABELLA II

Minerali di Uranio	Minerali di Torio
Uranio 3 ton	Torio 9 ton
Jonio 53 gr	Mesotorio 4,4 mgr
Radio 1 gr	Radiotorio 1,2 mgr
Protattinio 0,8 gr	
Radio D 13 mgr	
Attinio 0,25 mgr	

I minerali di Uranio e di Torio sono: gli ossidi (Pechblenda, Dorianite), i prodotti di alterazione degli ossidi (Curite, Becquerellite, Soddite, Troite) i fosfati (Autunnite, Calcolite, Monazite), i vanadati (Carnotiti) i niobati e tantalati (Samarskite, Betafite). La Pechblenda è il minerale principale di sfruttamento per l'estrazione dell'Uranio e dei suoi derivati: essa si trova principalmente in Cecoslovacchia, Congo Belga, Canadà. Il Torio si estrae dalla Monazite (fosfato di Torio e terre rare) proveniente dal Brasile, Stati Uniti, India ecc. Oltre a questi minerali vengono lavorati per l'estrazione dell'Uranio, Radio, Torio e Terre rare: l'Autunnite nel Portogallo, la Carnotite, la Betafite, minerale abbondante nell'isola del Madagascar e nel giacimento uranifero nel Katanga.

Generalmente questi minerali sono intimamente mescolati alle rocce e ai terreni oppure sono disseminati sotto forma di piccoli

cristalli. Solo raramente essi sono concentrati in cristalli piuttosto voluminosi o in masse compatte nei filoni rocciosi. Tutti i minerali di Uranio e di Torio contengono Piombo ed Elio: il primo è il prodotto finale delle trasformazioni radioattive mentre il secondo proviene dalle particelle α che a contatto della materia si trasformano in Elio ordinario.

La radioattività in natura è diffusa dovunque: in ogni materiale terrestre si ritrovano quantità piccolissime, ma misurabili, di elementi radioattivi. Anche gli organismi viventi concentrano elementi a periodo breve (Radio, Mesotorio) oltre a contenere il Potassio radioattivo insieme con il Potassio ordinario che è uno dei costituenti principali del mondo biologico.

Nei petroli, negli asfalti, nei carboni si osservano tracce di radioattività e di Elio proveniente da disintegrazioni. Molte acque infine sono ricche di Radon e di altri elementi radioattivi. Particolarmente interessanti sono le ricerche sul contenuto in elementi radioattivi delle acque del mare. Misure effettuate da Evans, Kip e Moberg ([5]) e da Urry e Piggot ([6]) hanno dimostrato che il contenuto di Radio delle acque marine la cui salinità è di circa il $35^0/_{00}$ oscilla fra il 0,2 e il $3{,}0.10^{-13}\ ^0/_{00}$. Negli strati superficiali si riscontrano i valori più bassi mentre il valore massimo corrisponde a misure effettuate su acque a contatto con i sedimenti marini.

Il riconoscimento ed il dosaggio delle sostanze radioattive distribuite nella terra si consegue con le tecniche adottate nelle misure di Radioattività alle quali si apportano tutte le modifiche richieste dalla particolare natura delle ricerche geofisiche.

2. — I metodi per la rivelazione e lo studio quantitativo delle sostanze radioattive sia naturali che artificiali sono basati sulle particolari azioni esplicate dalle loro radiazioni: luminosa, fotografica, ionizzante ecc. Essi sono: 1) il metodo delle scintillazioni; 2) la camera di ionizzazione; 3) il contatore; 4) la camera di Wilson; 5) le emulsioni sensibili.

Il primo è fondato sulla *fluorescenza*, eccitata in varie sostanze, come il platinocianuro di Bario, il solfuro di Zinco ecc. dalle radiazioni emesse dagli elementi radioattivi. In particolare quando sullo schermo ricoperto da una di queste sostanze, p. es. platinocianuro di Bario, arrivano le particelle α si può riuscire a distinguere nettamente l'effetto individuale di ciascuna particella sotto forma di « scintillazione ». Occorre però adoperare una sorgente non troppo attiva

ed osservare il fenomeno con un opportuno ingrandimento. In tale caso un osservatore abituato può contare il 90-95% delle particelle incidenti. Questo semplicissimo metodo ha reso servigi inestimabili nelle prime ricerche di radioattività. Con esso Rutherford ([7]) ha effettuato le classiche esperienze sulla diffusione delle particelle α e, insieme con Chadwick, ha scoperto la radioattività artificiale. La sensibilità di questo metodo può essere aumentata di parecchi ordini di grandezza sostituendo all'occhio un fotomoltiplicatore elettronico, munito di un opportuno sistema ottico e di uno schermo fluorescente. Si ottiene in tal modo un rivelatore ([8]) di radiazioni di qualsiasi tipo (particelle α e β, raggi X e γ ecc.). In fig. 1 riportiamo la costruzione dettagliata di questo strumento. La radiazione (p. es. una particella α) entra dalla finestra e produce una scintillazione sullo schermo fluorescente. Lo specchio focalizza sull'area sensibile del fotocatodo la luce emessa dallo schermo fluorescente. Ciascun fotoelettrone, accelerato dalla differenza di potenziale di un centinaio di volts esistente fra il catodo e il primo elettrodo ad emissione secondaria (v. anche fig. 2), estrae da quest'ultimo quattro o cinque elettroni, i quali a loro volta vengono sospinti sul secondo elettrodo e così via. In conseguenza di questo processo moltiplicativo ad un singolo fotoelettrone corrisponde all'uscita una valanga di circa 10^6 elettroni.

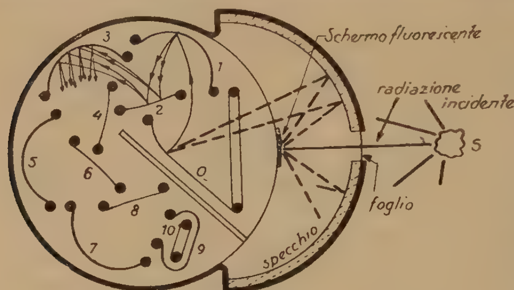


Fig. 1
O: fotocatado; 1-9: elettrodi ad emissione secondaria; 10: anodo

Questo strumento semplice e poco dispendioso può essere usato per un ampio intervallo di intensità ed ha un rendimento che, per le particelle α e β, si aggira con tutta probabilità attorno al 100%.

Poiché il secondo e il terzo metodo sono molto usati nelle ricerche di Geofisica ci proponiamo di parlarne più diffusamente in seguito, limitandoci per ora a segnalare il fatto che ambedue i me-

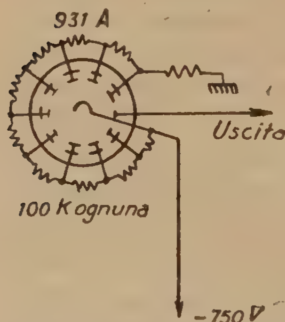


Fig. 2
Circuito del fotomoltiplicatore

todi sfruttano l'azione ionizzante delle radiazioni emesse dalle sostanze radioattive.

Passiamo quindi a dare un cenno del quarto metodo, noto comunemente con il nome di metodo della camera di Wilson ([9]). Esso è basato sulla condensazione del vapor d'acqua soprasaturo attorno agli ioni che le particelle, emesse dalle sostanze radioattive, generano lungo il loro percorso.

La camera di Wilson è composta schematicamente da un cilindro metallico *M* (v. fig. 3) nel quale può scorrere un pistone *P*. Sul cilindro *M* viene sovrapposto un altro cilindro di vetro *V* dello stesso diametro, chiuso superiormente da una lastra di vetro *L*.

Il gas all'interno del cilindro è saturo di vapor d'acqua. Un rapido movimento del pistone produce una espansione adiabatica del gas, la cui temperatura si abbassa secondo la nota equazione:

$$Tv^{\gamma-1}=\text{cost}$$

con $\gamma=c_p/c_v$. Conseguentemente il vapore all'interno della camera diviene soprasaturo. Ora è noto che un vapore soprasaturo tende a formare la nebbia ossia a condensarsi in goccioline. Se la soprasaturazione non è troppo forte la condensazione si verifica solo in presenza di centri di condensazione, quali i grani di pulviscolo atmosferico o gli ioni. Perciò se il gas contenuto all'interno della camera è esente da una sia pur minima traccia di pulviscolo atmosferico, il vapore acqueo si condensa solo sugli ioni formati lungo il loro percorso dalle particelle cariche (particelle α, elettroni negativi e positivi ecc.) emesse dal preparato radioattivo. Disponendo una intensa sorgente di luce di lato e una macchina fotografica di sopra, si possono fotografare le traiettorie delle singole particelle, le quali sono tracciate da un sottile filo di nebbia.

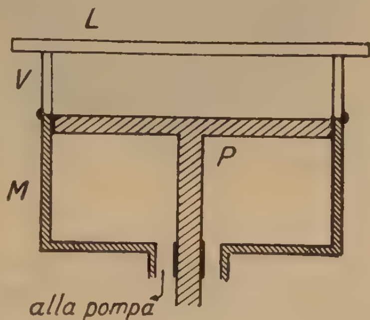


Fig. 3

Come risulta dalle fotografie (fig. 4 e 5), le tracce delle particelle α si distinguono a prima vista da quelle delle particelle β, in quanto, a causa del diverso numero di ioni per cm (v. appendice II), l'aspetto delle prime differisce considerevolmente da quello delle seconde. Mentre le tracce delle particelle α sono dense e di spessore

uniforme, quelle degli elettroni sono più sottili e presentano addensamenti irregolari di goccioline.

Dalla fotografia di fig. 4 risulta evidente la presenza di due gruppi ben definiti di particelle α con un percorso nettamente differente: 4,71 cm in aria a N. T. P. per le particelle α del ThC e 8,53 cm in aria a N. T. P. per quello del ThC′.

In fig. 5 accanto alla traccia rettilinea e sottile di una particella β. sono evidenti le tracce brevi, grosse e incurvate degli elettroni lenti, secondari di raggi X.

In pratica occorrono alcune precauzioni per il buon funzionamento dell'apparecchio. Ad es. per ottenere tracce ben definite occorre conferire un valore ben determinato al « rapporto di espansione » ossia al rapporto fra il volume iniziale e il volume finale occupato dalla miscela gas-vapore. Questo valore dipende dal tipo di miscela gas-vapore contenuto nella camera. Gli ioni che si formano spontaneamente a causa della cosidetta « ionizzazione spontanea » della quale avremo occasione di parlare in seguito, vanno eliminati in maniera da impedire che agiscano come centri di condensazione, producendo una nebbia diffusa. Tale eliminazione si ottiene mediante la applicazione di un opportuno campo elettrico che viene soppresso al momento della espansione.



Fig. 4

Le camere di Wilson possono essere automatiche o no. Nel primo caso le espansioni si succedono a intervalli regolari. Un opportuno

meccanismo manovra il pistone, inserisce e toglie il campo elettrico ecc. Quando non è necessario ottenere un gran numero di fotografie e la camera ha dimensioni considerevoli, dimodoché non sopporta espansioni troppo frequenti, conviene rinunziare al funzionamento automatico.

Con il metodo della camera di Wilson si può determinare anche la *ionizzazione specifica* delle particelle ossia il numero di ioni che queste producono per cm di percorso. Infatti con opportuni accorgimenti è possibile realizzare fotografie nelle quali si riesce a contare il numero delle goccioline e quindi di ioni per cm di traccia. Se poi la camera di Wilson si trova in un campo magnetico uniforme di intensità H, avente direzione parallela all'asse del pistone, le traiettorie delle particelle risultano incurvate in un verso o nel verso opposto a seconda del segno della loro carica. Dalla misura della curvatura ϱ della traiettoria e dal valore del campo si ricava l'impulso mv della particella mediante la formula:



Fig. 5

$$mv = H \varrho \, e/c$$

dove e è la carica della particella e c la velocità della luce.

Il maggiore inconveniente presentato dalla camera di Wilson consiste nel fatto che tra una espansione e l'altra occorre lasciare passare un certo tempo per permettere alla miscela gas-vapore di tornare in equilibrio termico con l'ambiente.

L'ultimo metodo è quello delle emulsioni fotografiche ([10]). Le particelle emesse dalle sostanze radioattive agiscono sulla emulsione fotografica in maniera analoga a quella dei fotoni, producendo un annerimento approssimativamente proporzionale al potere ionizzante della particella. Le emulsioni sensibili adoperate nelle ricerche di radioattività contengono una quantità di alogenuro di Argento almeno dieci volte maggiore di quelle delle emulsioni ordinarie. Le dimensioni dei singoli granuli di alogenuro di Argento variano nei dif-

ferenti tipi di lastre da 0,5 μ a 0,1 μ. Lo strato di emulsione è molto più spesso — circa 1/10 mm — di quello delle lastre ordinarie.

La considerevole densità degli atomi che costituiscono la emulsione fotografica fa sì che in essa il percorso delle particelle α si riduca a 1/1000 del percorso delle stesse particelle in aria cosicché esse sono completamente assorbite dalla emulsione fotografica. In una lastra esposta alla radiazione α risultano sviluppati solo i granuli di alogenuro di Argento colpiti dalle particelle α lungo il loro percorso. Conseguentemente all'esame microscopico le tracce si presentano come linee costituite da una successione di granuli neri (v. fig. 6 e 7).

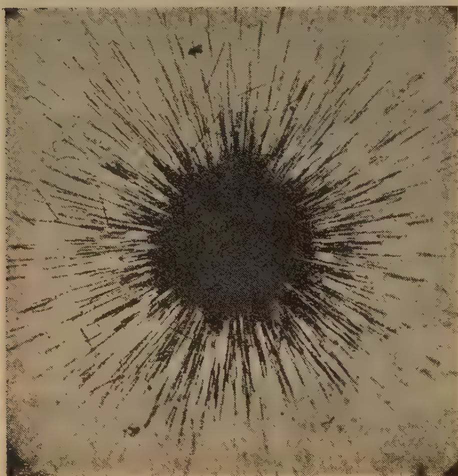


Fig. 6

In fig. 6 le tracce sono state prodotte da quantità di Radio invisibili al microscopio. La fotografia è stata ottenuta scuotendo al disopra della lastra un ago su cui era stata depositata una piccola quantità di Radio, in maniera da far cadere i frammenti di Radio sulla lastra. Quando, dopo pochi giorni la lastra è stata sviluppata, è apparsa coperta da numerose stelle del tipo di quelle rappresentate in questa figura. Le tracce delle particelle α si irridiano da una piccola area situata al centro del microscopio.

La lastra della fig. 7 è stata sottoposta ad un trattamento particolare che ha permesso di incorporare la sostanza radioattiva nella emulsione fotografica. Ogni stella è stata prodotta dal decadimento di un nucleo di Radiotorio. Si notino accanto alla stella centrale nella quale tutte e quattro le tracce si trovano all'incirca in un piano parallelo alla superficie della emulsione, le altre tracce leggermente sfuocate.

Evidentemente questo metodo ha molti punti di contatto con quello della camera di Wilson. La lastra fotografica offre il vantaggio di essere *sempre* sensibile oltreché particolarmente semplice ad usare.

Molto spesso le tracce sono visibili mediante un microscopio ordinario. Però le migliori microfotografie si ottengono con un obiettivo ad immersione di grande apertura il quale consente l'esame dettagliato della struttura delle tracce. Questi obiettivi hanno una profondità focale molto limitata cosicché con essi si possono mettere esattamente a fuoco solo i granuli della traccia contenuti in uno strato molto sottile. In queste condizioni la fotografia ingrandita della traccia non si può ottenere con una sola posa a meno che la traccia non sia interamente compresa in un piano parallelo alla lastra. Altrimenti bisogna focalizzare successivamente le singole parti della traccia, ottenendo una successione di fotografie con le quali si può realizzare un mosaico del tipo di quelli adoperati nella aerofotogrammetria.

Con questo sistema si riesce a rappresentare nel piano un fenomeno che avviene nello spazio. Lo stesso metodo viene adottato nel caso in cui l'oggetto è troppo grande per essere fotografato al microscopio con una singola posa.



Fig. 7

D'altro canto non si può fare a meno di notare che lo sviluppo attuale di questo metodo consente la registrazione fotografica delle sole particelle pesanti, la cui ionizzazione specifica è considerevole. E' recentissima la notizia della preparazione di emulsioni con le quali si sarebbe ottenuta la fotografia delle tracce di elettroni lenti ([11]).

Lo sviluppo e il fissaggio delle lastre richiedono particolari precauzioni a causa del considerevole spessore delle emulsioni e della rilevante concentrazione di molecole di alogenuro di Ag. Fino a poco tempo fa il contributo portato da questo metodo alle ricerche sulla radioattività era relativamente scarso in confronto a quello del metodo di Wilson e dei metodi elettrici (camera di ionizzazione e contatore), ma attualmente esso va acquistando un considerevole sviluppo dovuto alla sua estrema semplicità e alle importantissime scoperte che con esso sono state conseguite da un anno a questa parte. In particolare esso consente di effettuare ricerche sulla

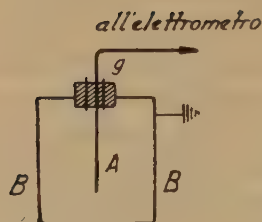


Fig. 8

radioattività naturale con una attrezzatura realizzabile in qualsiasi modesto laboratorio.

3. — I costituenti essenziali di una *camera di ionizzazione* sono un recipiente metallico e un elettrodo sostenuto da un supporto isolante (v. fig. 8). La natura e la pressione del gas contenuto all'interno della camera variano a seconda dello scopo che si propone la ricerca. Fra il recipiente e l'elettrodo si stabilisce una differenza di potenziale di qualche centinaio di volt in maniera che l'azione ionizzante delle sostanze radioattive può essere rivelata da una corrente misurata con un dispositivo elettrometrico ([12]) o con un opportuno sistema a valvole termoioniche ([13]) connesso con l'elottrodo centrale. Invece di un solo elettrodo centrale la camera può contenerne due, fra i quali si stabilisce la differenza di potenziale suddetta, mentre il recipiente esterno, collegato con il suolo, serve da schermo elettrostatico (v. fig. 9).

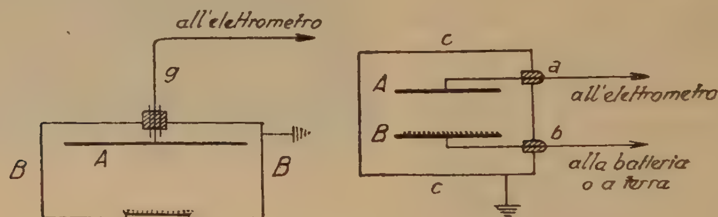


Fig. 9

Anche la forma della camera e la disposizione degli elettrodi dipendono dagli scopi che si propone l'esperienza.

Se m è la quantità di un elemento radioattivo espressa in gr ed A il suo peso atomico, il numero degli atomi che si trasformano nell'unità di tempo è:

$$\lambda m N/A$$

dove λ è la costante di disintegrazione dell'elemento stesso ed N il numero di Avogadro. Evidentemente questo numero deve essere uguale al numero di particelle emesse dall'elemento nell'unità di tempo. Perciò, indicando con I la corrente di ionizzazione espressa in *u.e.s.*, si ha in definitiva:

$$I = \lambda m n e N/A$$

dove n è il numero di ioni prodotti da una singola particella ed e la carica elettrica elementare.

La quantità m di un elemento radióattivo contenuto in una certa sostanza può essere dedotta dalla corrente di ionizzazione I. In pratica per poter applicare questa formula con sufficiente esattezza occorre che siano soddisfatte le seguenti condizioni: 1) il percorso delle particelle emesse deve esaurirsi nella camera; 2) l'assorbimento delle particelle da parte della sostanza che le emette deve essere ridotto al minimo; 3) la corrente deve aver raggiunto il valore di « saturazione », ossia il valore per il quale tutti gli ioni generati nella camera raggiungono gli elettrodi senza aver modo di ricombinarsi.

Il metodo più frequentemente adottato per la valutazione della radioattività dei minerali di Radio consiste nell'introdurre la sostanza in esame nella camera di ionizzazione e misurare il valore della corrente di saturazione, la quale è dovuta quasi esclusivamente all'azione delle particelle α (v. app. I). In tal caso la condizione 1) è senz'altro soddisfatta (*). Però l'elevato potere ionizzante delle particelle α fa sì che esse vengano in parte assorbite nella stessa sostanza che le emette sicché queste misure, pur presentando una considerevole utilità pratica, non consentono una grande precisione. A parità di sostanza la corrente di saturazione può variare considerevolmente a seconda che la superficie su cui la sostanza viene distribuita è più o meno estesa. Per ottenere una maggiore precisione occorre dunque disporre le sostanze radioattive su strati abbastanza sottili (1/10 μ ca) da poter trascurare l'assorbimento delle particelle α entro gli strati stessi. Spessori di questo genere si ottengono facilmente nel caso dei costituenti dei depositi attivi o del Polonio. In altri casi (composti dell'Uranio e del Radio) conviene ricorrere alla evaporazione di una soluzione oppure alla sedimentazione di una sospensione molto fine in un liquido (p. es. cloroformio). La sostanza così finemente polverizzata e distribuita su una superficie il più possibile uniforme viene introdotta nella camera di ionizzazione mediante un conveniente supporto (fig. 9). Le dimensioni della camera devono essere tali da consentire alle particelle α di terminare il loro percorso entro il gas in essa contenuto. La corrente di saturazione i che si misura in queste condizioni assume un significato ben preciso: essa rappresenta la metà della corrente di ionizzazione I risultante

(*) Il più lungo percorso osservato per le particelle α è quello delle particelle α del ThC′: 8,63 cm a N.T.P.

dalla utilizzazione completa dei raggi α emessi dagli m gr di sostanza esaminata. L'altra metà viene assorbita dalla sostanza stessa. Conviene generalmente confrontare la corrente i misurata nella maniera suddetta con quella prodotta da un « campione » di ossido di Uranio finemente polverizzato, depositato su un disco metallico in uno strato uniforme e compatto.

E' ovvio che la condizione 3) è tanto meno soddisfatta, quanto più intensa è la ionizzazione delle particelle α, emesse dalla sostanza in esame. Si ricorre in tal caso a particolari accorgimenti sperimentali (dosaggio a goccie ecc.), ma è bene ricordare fin da ora che in questi casi la misura della corrente di ionizzazione può essere validamente sostituita con la numerazione diretta delle particelle. Di questo metodo ci occuperemo nel prossimo paragrafo.

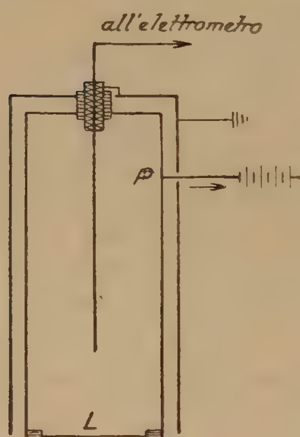


Fig. 10

Per l'esame delle radiazioni β si adopera una camera di ionizzazione del tipo di fig. 10 nella quale la ionizzazione è dovuta esclusivamente alle particelle β emesse dalla sorgente che penetrano nella camera attraverso la finestra L chiusa da un foglio di Al di spessore sufficiente per arrestare la eventuale radiazione α. In genere i raggi β non sono assorbiti completamente dal gas della camera, sicché in questo caso la condizione 1) non è soddisfatta senz'altro e la corrente di saturazione verrà a dipendere dalle dimensioni della camera e dalla posizione della sorgente rispetto a questa. In ogni caso sarà bene che le dimensioni della camera siano maggiori di quelle delle camere per raggi α. Per quanto riguarda l'assorbimento delle particelle β da parte della sostanza dalla quale sono emesse vanno ripetute tutte le riserve esposte nel caso delle particelle α però non bisogna dimenticare che gli errori provenienti dall'assorbimento sono tanto più ridotti quanto più elevato è il potere di penetrazione delle particelle β osservate.

Finora abbiamo visto che le camere di ionizzazione consentono lo studio qualitativo e quantitativo dei minerali radioattivi sia nel caso di emissione α come in quello di emissione β. Ma anche la radiazione γ che accompagna ora una ora l'altra di queste radiazioni può essere adoperata a questo scopo quantunque la sua debole azione

ionizzante renda necessari particolari accorgimenti: camere di dimensioni piuttosto grandi, riempimento con gas particolarmente assorbenti (per es. CH_3I), pressioni superiori alla normale nell'interno della camera.

D'altra parte la considerevole penetrazione dei raggi γ consente il dosaggio di sostanze contenute in ampolle saldate alla fiamma. Di qui la particolare semplicità di questo metodo, che non richiede manipolazioni né eccessivi accorgimenti tecnici. La sorgente S viene posta su uno schermo di piombo disposto sulla parete superiore di una camera a grande diametro (20-30 cm) come in fig. 11. I quantitativi di Radio contenuti in due ampolle, simili e similmente disposte sulla camera, ciascuna delle quali contiene un sale di Radio in equilibrio con il Radon ed il deposito attivo, stanno in un rapporto uguale a quello delle correnti di saturazione misurate con la prima e rispettivamente con la seconda ampolla.

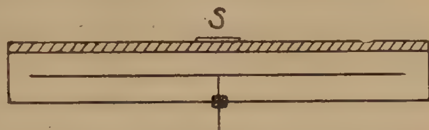


Fig. 11

In misure di questo genere in cui gli elettroni d'urto e i fotoelettroni sono prodotti dai raggi γ nel gas e nelle pareti della camera, la corrente di ionizzazione è dovuta alla sovrapposizione di due effetti: effetto « gas » ed effetto « parete ». E' evidente che questo fenomeno di sovrapposizione è molto complesso in quanto non dipende solamente dalla frequenza dei raggi γ, ma anche dalle dimensioni della camera e dalla natura e dallo spessore delle pareti. Il contributo dell'effetto « parete » può essere distinto da quello dell'effetto « gas » mediante la curva $i=f(p)$ che fornisce la variazione della corrente di ionizzazione in funzione della pressione del gas contenuto nella camera. Infatti mentre la porzione di raggi γ assorbiti dal gas della camera è direttamente proporzionale alla pressione del gas, inizialmente la corrente di ionizzazione cresce meno rapidamente di p e diviene proporzionale alla pressione solo dopo che questa ha raggiunto un determinato valore.

Tale fenomeno dipende dal fatto che per quel valore della pressione tutti gli elettroni emessi dalle pareti sono completamente assorbiti dal gas stesso. In tali condizioni l'effetto parete diviene costante e un ulteriore aumento della pressione produce solamente una variazione dell'effetto « gas », il quale dipende linearmente dalla pressione.

L'effetto « parete » ha la sua importanza nelle misure della in-

tensità dei raggi γ e X in quanto basta variare le condizioni sperimentali perché questo effetto renda impossibile il confronto fra le misure. Questa è la ragione per la quale la unità di intensità dei raggi X, il « Roëntgen » si definisce come la intensità di un fascio di raggi X canalizzati, che dà origine ad una corrente di ionizzazione, *dovuta unicamente all'effetto gas,* di 1 u.e.s. p. cm^3.

4. — Il conteggio delle singole particelle emesse da una sostanza radioattiva, la cui importanza fondamentale non ha bisogno di particolari illustrazioni, si ottiene con il *contatore di Geiger-Müller* ([14]) nel quale la ionizzazione prodotta dal passaggio di una singola particella viene enormemente amplificata dalla ionizzazione secondaria. Una ulteriore amplificazione può raggiungersi con un sistema a una o due valvole termoioniche in modo che il passaggio di una singola particella può essere registrato da un comune numeratore meccanico ([13]).

Nelle sue linee essenziali il contatore è costituito da un cilindro metallico, lungo il cui asse è teso un filo, generalmente di Tungsteno, con un diametro di 0.1-0,5 mm. Il cilindro metallico può essere chiuso ai due estremi da due tappi metallici con supporti isolanti per il sostegno del filo oppure ambedue gli elettrodi possono essere racchiusi in un involucro di vetro (v. fig. 12). Il contatore viene riempito con un gas o una miscela di gas, la cui natura varia a seconda degli scopi che si propone l'esperienza, ad una pressione compresa fra 2 e 10 cm Hg. Ad esempio per il conteggio di neutroni lenti si usa come gas di riempimento il BF_3: in tal caso la scarica del contatore è dovuta alla ionizzazione prodotta dalle particelle α emesse nella reazione:

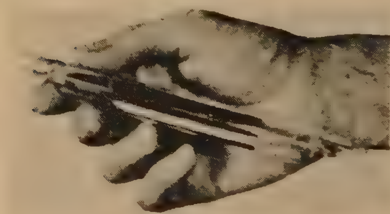


Fig. 12



$$ {}^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}\alpha $$

La tensione applicata ai due elettrodi (1000-1500v) è regolata in maniera che la creazione di almeno una coppia di ioni da parte della particella ionizzante, passata attraverso il contatore, sia sufficiente ad iniziare la scarica. E' indispensabile che la scarica così

innescata si interrompa automaticamente dopo un tempo brevissimo, in modo da consentire all'apparecchio di registrare la particella successiva. Le cause di questo fenomeno sono alquanto complesse: per la loro discussione e per la esposizione delle condizioni indispensabili alla sua realizzazione rimandiamo a un lavoro di uno di noi ([15]).

La curva di fig. 13 rappresenta la variazione del numero di impulsi registrati, sotto l'azione di una radiazione costante, al variare della tensione V applicata al contatore stesso. Da essa si deduce l'esistenza di un intervallo abbastanza ampio di valori della tensione per il quale il numero degli impulsi registrati si mantiene costante (regione di Geiger-Müller). In queste condizioni si può affermare che praticamente tutte le particelle ionizzanti entrate nel contatore vengono registrate. Regolando opportunamente la tensione applicata al contatore si può ottenere che il numero totale di ioni prodotti all'interno di questo sia proporzionale al numero di ioni primari. Un contatore di questo tipo, detto *contatore proporzionale* ([16]) o di Geiger Klemperer per distinguerlo dal contatore di Geiger-Müller di cui abbiamo parlato finora, è particolarmente adatto in tutte quelle ricerche nelle quali si debbano contare solo particelle α in presenza di radiazioni β o γ. La considerevole differenza, esistente fra la ionizzazione prodotta dalle particelle α e quella dei raggi β e γ (v. app. I) consente di aggiustare la sensibilità dell'apparato registratore in maniera da contare solo le particelle α.

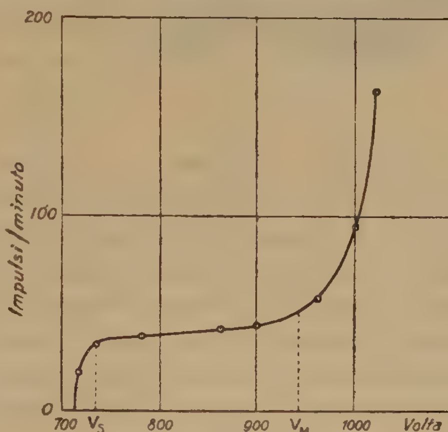


Fig. 13
Caratteristica di un contatore

Il conteggio delle particelle ionizzanti a breve percorso quali quelle emesse dalle sostanze radioattive richiede l'adozione di pareti molto sottili per consentire la penetrazione delle particelle all'interno del contatore. A tale scopo si costruiscono contatori muniti di una finestra di mica (v. fig. 14) o di vetro soffiato ([17]) il cui potere d'assorbimento è trascurabile. Lo spessore della finestra è di $2 \div 3{,}5$ mg/cm². Altri contatori hanno le pareti di vetro molto sottile rive-


Fig. 14

stito internamente da uno strato metallico, ottenuto per evaporazione, oppure di aquadag (sospensione colloidale di grafite in alcool). Recentemente sono stati costruiti contatori con un rivestimento di aquadag all'esterno ([18]). Le caratteristiche di funzionamento di tali contatori, che sono state studiate da uno di noi ([19]) sono risultate pienamente soddisfacenti.

5. — Stabilire la presenza, frequenza e variazione temporale o d'altro tipo degli elementi radioattivi nella terra, nelle acque e nell'atmosfera è compito che si propone la Geofisica.

E' evidente che i metodi di ricerca da adottare in questo campo debbono orientarsi verso misure rapide e basate sull'analisi di « tracce » delle sostanze radioattive. Il dosaggio di tali tracce si ricava generalmente dalla misura della quantità di Emanazione che si è formata come prodotto della disintegrazione della sostanza da dosare. Per esempio uno dei metodi per misurare la quantità di Radio

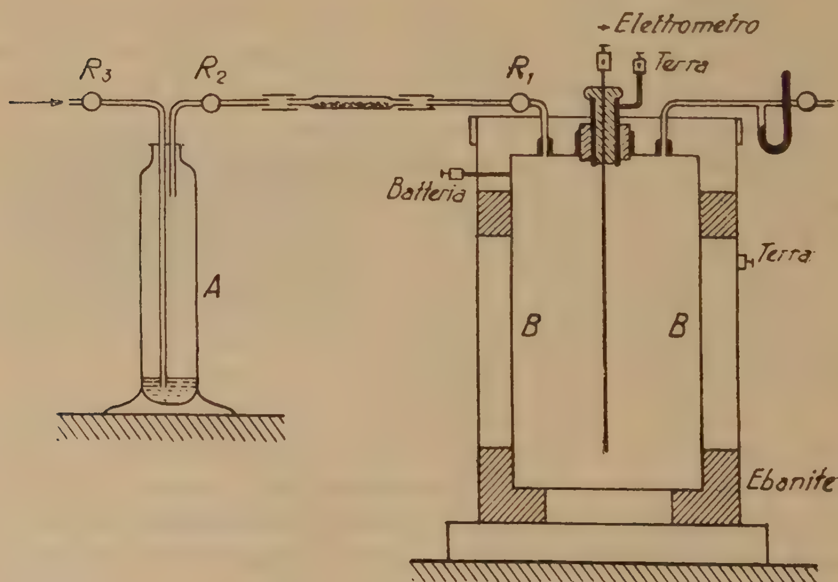


Fig. 15
Dispositivo per l'estrazione del Radon a freddo

contenuta nei minerali di Uranio consiste nel polverizzare una piccola quantità del minerale (da 1 a 2 g) cui si aggiungono ca. 0,1 g di cloruro di Bario. Successivamente con un opportuno trattamento chimico si estrae il Bario radifero del quale si prepara una soluzione, che si introduce in una boccia, A, a due vie (R_2, R_3) collegata attraverso R_1 con una camera di ionizzazione B di dimensioni grandi in confronto a quelle della boccia (v. fig. 15).

Prima di iniziare la misura si aspira il Radon contenuto nella soluzione con una pompa: poi si chiudono i rubinetti e si lascia accumulare il Radon per un periodo di tempo, variabile da uno a tre giorni, trascorso il quale si introduce il Radon nella camera di ionizzazione con una serie di aspirazioni successive. Come tempo di accumulazione si assume la differenza fra l'istante di chiusura del rubinetto e l'istante in cui è terminata l'aspirazione. Queste misure vanno effettuate con grandissima cura; se si vuole raggiungere la massima precisione consentita dall'esperienza (0,5%). Per il dosaggio delle sostanze radioattive contenute nelle acque minerali naturali si usa un metodo leggermente diverso. L'acqua da esaminare viene introdotta in un pallone da 1 a 3 l ed è portata alla ebollizione in maniera da scacciare il Radon, in essa contenuto. Successivamente si chiude il pallone e si attende che il Radon si accumuli per un certo tempo. Infine si fa bollire nuovamente l'acqua e, attraverso un refrigerante ascendente (v. fig. 16) si fa passare il gas in una camera di ionizzazione.

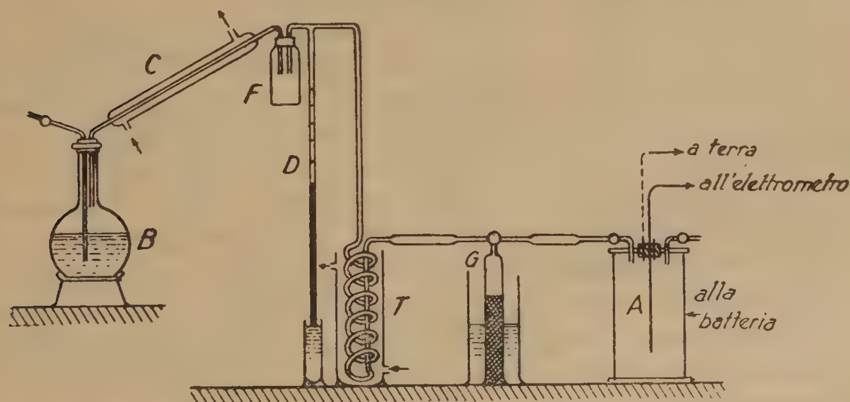


Fig. 16

Dispositivo per l'estrazione del Radon per ebollizione. A: camera di ionizzazione; C: refrigerante; D: manometro; G: campana per raccogliere i gas

I metodi sopradescritti sono adatti all'esame del Radon (v. appendice IV). Lo studio del Toron e dell'Actinon è reso assai più difficile dalla brevità della vita di queste due sostanze. In questo caso anziché ricorrere alle soluzioni si preferisce partire da sostanze solide (per es. idrato di Torio). Il Toron viene aspirato in una camera di ionizzazione insieme con l'aria che circonda la materia produttrice oppure lo si trascina lungo un tubo T contenente elettrodi equidistanti (v. fig. 17) e si misura la corrente di saturazione che passa tra tubo ed elettrodi. Quest'ultimo metodo è il solo che può essere adottato nel caso del dosaggio dell'Actinon che ha una vita media ancora più breve (4).

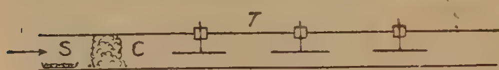


Fig. 17
S: sorgente; *C*: tampone di cotone

Il dosaggio della Emanazione si ricava dalla misura della corrente di saturazione che essa produce nella camera di ionizzazione in cui è stata introdotta. Questa corrente dipende dalle dimensioni e dalla forma della camera ossia dalla minore o maggiore utilizzazione delle particelle α emesse dalla Emanazione.

Inoltre la corrente è funzione del tempo quindi è indispensabile precisare l'istante nel quale se ne effettua la misura. In genere si sceglie l'istante in cui la corrente ha raggiunto il massimo. Tale istante corrisponde alla completa formazione del deposito attivo. Poiché il massimo è piuttosto piatto, la misura può essere iniziata tre o quattro ore dopo l'introduzione del gas nella camera.

Con questo metodo si possono dosare quantità di Radon comprese fra $1\,\mu C$ e $1 m\mu C$ e ancora più piccole. Però per dare un significato assoluto alla misura è indispensabile tarare la camera ossia determinare la corrente di saturazione che produce nella camera una determinata quantità di Radon, per es. quella emessa da una soluzione campione che contiene una quantità nota di Radio.

La determinazione del contenuto di Radon nell'aria si consegue anche dall'esame delle radiazioni emesse dal deposito attivo (v. appendice IV) il principio su cui si basa tale misura è il seguente: su un conduttore carico negativamente che si trova in un ambiente contenente Radon si depositano i nuclei di Radio A. Introducendo il conduttore in una camera di ionizzazione si può determinare il decadimento del Radio A ivi depositato. Da esso si può risalire alla concentrazione dell'attivatore (Radon) purché si abbia la certezza che: 1) il deposito sia costituito unicamente da Radio A; 2) tutto il

Radio A formatosi in conseguenza, della disintegrazione del Radon da dosare si sia depositato sul conduttore. I metodi fondati su questo principio sono stati adottati nelle ricerche di Geofisica prima ancora dei metodi diretti che abbiamo esposti poc'anzi. Quantunque essi siano particolarmente semplici la loro incertezza è però tanto considerevole che, ovunque sia possibile, si preferisce sostituirli con i metodi diretti. Buoni risultati sono stati conseguiti col metodo di G. Aliverti ([20]) nel quale sono stati introdotti alcuni particolari accorgimenti, in modo da rendere lo strumento maggiormente sensibile.

La rivelazione e la misura di deboli radiazioni è ostacolata e condizionata dalla ionizzazione residua dell'apparecchio. Tale fenomeno, cui abbiamo già accennato in precedenza va attribuito a cause diverse. Prima di tutto all'azione dei raggi γ, contenuti nelle pareti del laboratorio, e dei raggi cosmici. A questo effetto si aggiunge la debole attività dei materiali con i quali è stato costruito l'apparecchio: una superficie metallica emette sempre da 1 a 5 particelle α per cm^2 per ora. Evidentemente l'effetto della ionizzazione residua costituisce una specie di « fondo » che compare in tutte le misure di ionizzazione. L'effetto di fondo può essere ridotto considerevolmente con un *dispositivo a compensazione* ([21]), costituito da due camere di ionizzazione perfettamente uguali i cui elettrodi centrali sono collegati allo stesso elettrometro. Le tensioni applicate alle pareti delle due camere sono uguali e di segno opposto, dimodoché l'elettrometro misura la differenza fra le due correnti di ionizzazione. La sostanza da esaminare può essere introdotta nell'una o nell'altra delle due camere mediante un sistema di slitte intercambiabili (v. fig. 18). La corrente di ionizzazione do-

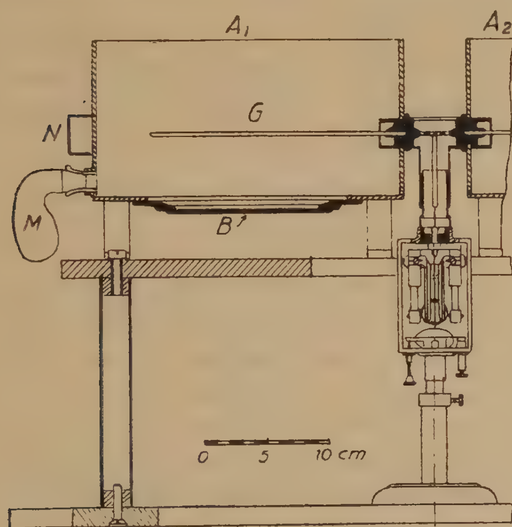


Fig. 18
A_1: prima camera di ionizzazione; A_2: seconda camera; B: slitta; G: elettrodo centrale; M: tubo per l'essiccante; N: cavità per il campione

vuta all'attività di questa sostanza viene confrontata con quella prodotta dai raggi γ emessi da un campione sistemato in una delle due cavità (N) collegate con le pareti esterne di ciascuna delle due camere.

Indichiamo con A, B ed S la corrente di ionizzazione dovuta rispettivamente alla radiazione in esame, alla ionizzazione residua e al campione. Supponiamo che A e B abbiano lo stesso segno. Allora se il campione è situato vicino alla camera nella quale si trova la sostanza in esame si ha:

$$S+A+B=C/t_{11} \qquad [1]$$

dove C è una costante dell'apparecchio e t_{11} è il tempo durante il quale il filo dell'elettrometro percorre un determinato numero di divisioni. Trasportando il campione accanto all'altra camera si ottiene:

$$S-A-B=C/t_{12} \qquad [1']$$

dove t_{12} è il tempo corrispondente.

Se la sostanza in esame viene trasferita nell'altra camera, A assume segno opposto a quello di B. Ripetendo il trasporto del campione effettuato nella misura precedente si ottengono altre due equazioni:

$$S-A+B=C/t_{21} \qquad [2]$$

$$S+A-B=C/t_{22} \qquad [2']$$

Dalle quattro equazioni [1], [1'], [2], [2'] si deduce una espressione della attività della sostanza in esame dalla quale è stato eliminato l'effetto della ionizzazione residua:

$$A=\frac{S}{2}\left\{\frac{t_{12}-t_{11}}{t_{12}+t_{11}}+\frac{t_{21}-t_{22}}{t_{21}+t_{22}}\right\}$$

Con questo metodo è possibile misurare la attività di una quantità di Radio pari a circa 10^{-12} gr p. gr con la precisione del 5%. Oltre che per lo studio delle radiazioni emesse dai solidi esso è stato adottato con successo anche nel dosaggio della emanazione ([22]).

Accanto alle misure effettuate in laboratorio su campioni di rocce e di acque radioattive vanno ricordati i sondaggi eseguiti direttamente nei pozzi petroliferi. Questa esplorazione nota sotto il nome di « carotaggio radioattivo » si ottiene introducendo nella profondità del pozzo uno strumento rivelatore di particelle ionizzanti, costituito da una camera di ionizzazione o da un contatore, accompagnato da un conveniente sistema di registrazione. Per una esposizione particola-

reggiata di questo metodo rimandiamo alla rassegna pubblicata ultimamente dai dottori Quercia e Tribulato ([24]).

6. — Tutte le unità di misura adoperate in Radioattività si riferiscono al Radio che con relativa facilità può ottenersi allo stato puro in quantità sufficiente. Il campione di Radio è costituito da 21,99 mgr di Radio purissimo disidratato che dall'agosto 1911 si trova nel Bureau des Poids et Mésures di Parigi. Nelle ricerche di Geofisica ha grande interesse considerare la quantità di Radon in rapporto alla quantità di Radio che l'ha prodotto. La unità di Radon, il *curie*, è definita come la quantità di Radon in equilibrio con 1 gr di Radio. Molto usati sono i multipli e i sottomultipli di questa unità (mC, μC...).

Gli ordini di grandezza che si incontrano nelle ricerche di Geofisica oscillano fra 10^{-12} e 10^{-16} C. Si è creduto opportuno perciò definire una unità di concentrazione lo « Eman », ossia la concentrazione di 10^{-10} C di Emanazione per litro di solvente (acqua o aria). Le unità usate più frequentemente sono raccolte nella Tabella III e nella Tabella IV ([24]).

TABELLA III

	C	mC	μC	mμC	U.E.S.
Curie (C)	1	10^3	10^6	10^9	$2{,}767.10^6$
Millicurie (mC)	10^{-3}	1	10^3	10^6	$2{,}767.10^3$
Microcurie (μC)	10^{-6}	10^{-3}	1	10^3	2,767
Millimicrocurie (mμC)	10^{-9}	10^{-6}	10^{-3}	1	$2{,}767.10^{-3}$
Corrente equival. (U.E.S.)	$3{,}615.10^{-7}$	$3{,}615.10^{-4}$	0,3615	361,5	1

TABELLA IV

	C/1	mC/1	C/1	mμC/1	Eman	Mache
C/1	1	10^3	10^6	10^9	10^{10}	$2{,}767.10^9$
mC/1	10^{-3}	1	10^3	10^6	10^7	$2{,}767.10^6$
μC/1	10^{-6}	10^{-3}	1	10^3	10^4	$2{,}767.10^3$
mμC/1	10^{-9}	10^{-6}	10^{-3}	1	10	2,767
Eman	10^{-10}	10^{-7}	10^{-4}	10^{-1}	1	0,2767
Mache	$3{,}615.10^{-10}$	$3{,}615.10^{-7}$	$3{,}615.10^{-4}$	0.3615	3,615	1
U.E.S./1	$3{,}615.10^{-7}$	$3{,}615.10^{-4}$	0,3615	361,5	3615	10^3

APPENDICE I

Il fenomeno della radioattività è dovuto, com'è noto, al fatto che i nuclei degli elementi di numero atomico superiore a 82 (*) sono instabili ossia in grado di trasformarsi spontaneamente in un altro nucleo. Tale trasformazione può avvenire secondo due processi. In uno di questi — emissione di *particelle* α — si verifica la espulsione di frammenti dell'edificio nucleare. Come dimostrò Rutherford nel 1903 le particelle α sono nuclei di Elio, il secondo elemento del sistema periodico ($Z=2$). Cosicché con la perdita di una particella α la carica nucleare si riduce di $+2e$ e, conseguentemente, l'elemento si trasforma in quello che lo precede di due posti nel sistema periodico. Per es. il Polonio ($Z=84$) si trasforma in Piombo ($Z=82$).

L'altro processo — *disintegrazione* β — consiste nella emissione di elettroni veloci. Conseguenza di questo processo è un aumento pari a $+e$ della carica nucleare (in corrispondenza alla perdita di una carica $-e$) quindi la trasformazione del nucleo in quello che lo segue nel sistema periodico.

Durante l'uno o l'altro di questi processi può verificarsi l'emissione di *raggi* γ ossia di una radiazione elettromagnetica la quale differisce dai raggi X unicamente per la regione spettrale che si estende maggiormente verso le alte frequenze.

L'analisi delle tre radiazioni α, β e γ si effettua mediante l'esame dell'assorbimento delle radiazioni stesse nella materia e della deviazione che esse subiscono sotto l'azione di un campo magnetico. La energia totale della radiazione α nella massima parte dei casi è considerevolmente superiore a quella dei raggi β e γ. Quando in una camera di ionizzazione di dimensioni normali (**) si esamina l'azione ionizzante delle tre radiazioni α, β e γ emesse da una o più sostanze radioattive, si può attribuire alle particelle α la quasi totalità della ionizzazione prodotta nella camera, mentre il contributo delle particelle β non supera l'1% e quello dei raggi γ è ancora più debole. Tuttavia si può facilmente eliminare la radiazione α ricoprendo la sorgente con uno schermo sottile (p. es. basta un foglio di Al dello spessore di 1/10 di mm). Invece i raggi β possono attraversare alcuni mm di Al e l'azione dei raggi γ è ancora sensibile al di là di qualche cm di Pb.

APPENDICE II

L'ordine di grandezza della velocità iniziale con cui le particelle α vengono espulse dal nucleo è di 10^9 cm/sec. La caratteristica fondamentale di questa radiazione è costituita dalla maniera brusca

(*) A questi elementi vanno aggiunti il K^{40}, Rb^{87}, Sm^{148}, Cp^{176} che presentano pure una attività misurabile.

(**) Nella quale i raggi devono percorrere alcuni cm prima di raggiungere le pareti.

con cui essa viene assorbita dall'aria ad una certa distanza dalla sorgente. Tale distanza ha un valore ben definito dipendente dalla natura della sostanza radioattiva dalla quale vengono emesse le particelle. Inoltre la traiettoria di ciascun raggio è rettilinea e, se la sorgente è costituita da uno strato tanto sottile da evitare l'assorbimento della radiazione emessa dagli strati sottostanti la superficie, tutte le traiettorie sono press'a poco eguali (v. fig. 4). Questo fenomeno sta ad indicare che la velocità con cui le particelle α vengono emesse da un certo elemento radioattivo come pure che la legge che regola la perdita della loro energia durante il passaggio attraverso la materia è la stessa per tutte le particelle. Dallo studio sistematico delle particelle α emesse dai radioelementi risulta che a ciascuno di questi corrisponde un solo gruppo di particelle α. Alcuni radioelementi emettono però una radiazione α complessa composta di parecchi gruppi che differiscono per la velocità di emissione e per il «percorso».

Più numerosi e complicati sono i fenomeni che si verificano durante il passaggio degli elettroni attraverso la materia.

A causa della piccolezza della sua massa l'elettrone è in grado di trasferire gran parte della propria energia e del proprio impulso agli elettroni della materia da esso attraversata. Ne segue che — eccezion fatta per il caso di energie assai elevate — gli elettroni compiono percorsi più o meno irregolari con frequenti cambiamenti di direzione dovuti agli urti subiti da parte degli elettroni e dei nuclei (v. fig. 5). Altro fenomeno di importanza non trascurabile è quello dell'irraggiamento che accompagna la brusca accelerazione subita dagli elettroni nel passaggio in vicinanza dei nuclei atomici. Infine un'altra difficoltà non trascurabile nello studio dei raggi β è costituita dal fatto che la energia delle particelle β emesse dalle sostanze radioattive non è omogenea, ma è distribuita su uno spettro più o meno complesso. In alcuni casi compare uno spettro costituito da poche righe di energia ben definita (*Rd Ac*), in altri uno spettro continuo (*Ra E*), in altri ancora uno spettro risultante dalla sovrapposizione dei due (*Ra B*).

I raggi γ generano lungo il loro percorso radiazioni secondarie, di natura elettromagnetica e corpuscolare: i fenomeni ai quali va attribuita la formazione di tali raggi sono essenzialmente l'effetto fotoelettrico e la diffusione Compton. La componente elettromagnetica della radiazione secondaria è costituita dai raggi γ diffusi e dalla radiazione di fluorescenza, mentre la componente corpuscolare è formata da fotoelettroni, elettroni d'urto e coppie di elettroni positivi e negativi. La energia individuale degli elettroni secondari cresce con la frequenza. Per es. quando raggi di frequenza molto elevata ($\lambda < 20$ U.X) attraversano corpi leggeri l'assorbimento fotoelettrico è trascurabile nei confronti della diffusione, cosicché tutti i raggi γ secondari possono considerarsi costituiti da elettroni d'urto. Invece per λ dell'ordine 1Å (p. es.) l'emissione dei fotoelettroni è il fenomeno dominante persino nell'Al. Infine la creazione di coppie compare solo per energie

del quanto $h\nu \geq 2m_0c^2$ (dove m_0 è la massa di riposo dell'elettrone e c la velocità della luce).

APPENDICE III

Se con uno opportuno dispositivo sperimentale si segue la evoluzione nel tempo delle trasformazioni radioattive si osserva che in un determinato intervallo di tempo degli N atomi contenuti in m gr di una sostanza radioattiva, si disintegra un numero indipendente dalle particolari condizioni fisiche e chimiche della sostanza e della età di questa: esso dipende per un dato elemento dalla quantità di sostanza presente e precisamente è proporzionale ad N. La legge che regola lo svolgimento nel tempo delle trasformazioni radioattive può rappresentarsi analiticamente mediante la equazione differenziale:

$$dN = -\lambda N\,dt \qquad [1]$$

dove la costante di proporzionalità λ è una caratteristica della sostanza, detta *costante di disintegrazione*. Per stabilire la equazione [1] abbiamo assimilato ad una variabile continua $N(t)$ quello che in realtà è un numero intero, dimodoché tutte le considerazioni nelle quali interviene la [1] valgono solo se il numero degli atomi osservati è estrèmamente grande. La [1] integrata diviene:

$$N(t) = N_0\,e^{-\lambda t} \qquad [1']$$

dove N_0 è il numero di atomi che all'istante $t=0$ costituivano gli m gr di sostanza considerata. Dalla [1'] si deduce che il *periodo di dimezzamento* ossia il tempo T occorrente perchè gli m gr della sostanza si riducano a metà è legato alla costante di disintegrazione dalla legge:

$$\lambda T = lg_e 2$$

sicché un elemento radioattivo può considerarsi completamene individuato quando, oltre al peso atomico e al numero atomico sia noto anche il periodo di dimezzamento (o la costante di disintegrazione).

Di grandissima importanza è il calcolo della variazione nel tempo di un elemento radioattivo quando, durante lo svolgimento del suo processo di disintegrazione, esso viene rifornito dalla sostanza madre la quale si mantiene costante o si trasforma a sua volta nel tempo. E' evidente che in queste condizioni la variazione nel tempo del numero di atomi della sostanza figlia è espresso dalla differenza fra il numero di atomi che si disintegrano e il numero di atomi che si for-

mano in conseguenza della disintegrazione della sostanza madre, dimodochè se N_1 ed N_2 sono il numero di atomi contenuti in una determinata quantità della sostanza madre e rispettivamente della sostanza figlia e λ_1 e λ_2 le corrispondenti costanti di disintegrazione, possiamo ricavare dalla [1] il sistema di equazione:

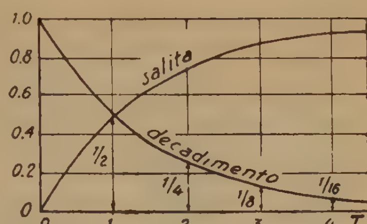


Fig. 19

$$\begin{cases} dN/dt = -\lambda_1 N_1 \\ dN/dt = -\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \end{cases},$$

la cui soluzione generale è espressa dalle equazioni:

$$\begin{cases} N_1 = N_1^0 \, e^{-\lambda_1 t} \\ N_2 = \dfrac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 \, e^{-\lambda_1 t} + \left\{ N_2^0 - \dfrac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right\} e^{-\lambda_2 t} \end{cases} \qquad [2]$$

Esaminiamo due casi particolari che si presentano frequentemente nei problemi interessanti questa nostra rassegna:

a) La costante di disintegrazione della sostanza madre è molto più piccola di quella della sostanza figlia. In tal caso la quantità di sostanza madre presente durante la trasformazione della sostanza figlia può considerarsi costante. Cosicchè se si suppone che: $N_0^2 = 0$, tenendo conto del fatto che λ_2 è molto più grande di λ_1 si ottiene dalla [2] la relazione approssimata:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1^0 \left\{ 1 - e^{-\lambda_2 t} \right\}$$

Dopo un tempo molto grande anche la quantità di sostanza figlia è sensibilmente costante ed è uguale a:$\lambda_1 N_1^0/\lambda_2$. Fra le due sostanze si è stabilito l'*equilibrio secolare*. Un esempio tipico di tale fenomeno è quello della formazione del Radon ($T = 3{,}84$ giorni) dal Radio ($T = 1{,}6 \times 10^3$ anni) riportato in fig. 19: dove in ascisse è stato preso come tempo unitario il periodo di dimezzamento del Radio.

b) Se inizialmente è presente solo la sostanza madre ($N^0 = 0$), senza fare particolari ipotesi sulle costanti di disintegrazione delle due sostanze, si ottiene dalle [2]:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 \left\{ e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right\}.$$

La sostanza figlia raggiunge un massimo e poi decresce, per t molto grande, con il periodo della sostanza madre o quello della sostanza figlia a seconda che è λ_1 e λ_2. Più precisamente se $\lambda_1 < \lambda_2$ le due sostanze decrescono con il periodo della sostanza madre mentre il loro rapporto:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

si mantiene costante. Si dice allora che fra di esse si è stabilito l'*equilibrio transitorio*. Se invece $\lambda_1 > \lambda_2$ per t grande, la sostanza madre è sparita e rimane la sola sostanza figlia che decresce con il periodo proprio.

Un esempio dei diversi tipi di trasformazione si ha nella fig. 20 in cui è riportato il decadimento del deposito attivo del Radio nell'ipotesi che inizialmente fosse presente il solo Radio A puro.

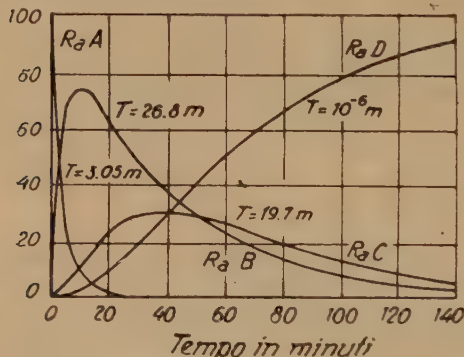


Fig. 20

Le regole di spostamento che abbiamo enunciato nella appendice I consentono la determinazione del peso e del numero atomico di tutti gli elementi di una serie di trasformazioni purché questi siano stati stabiliti per un elemento, p. es., il primo della serie. Una serie di elementi che si trasformano successivamente l'uno nell'altro fino ad un nucleo stabile si dice *famiglia radioattiva*. Le famiglie radioattive conosciute sono tre: dell'Uranio-Radio, del Torio e dell'Attinio, ed hanno rispettivamente come capostipite: l'Uranio ($Z=92$,

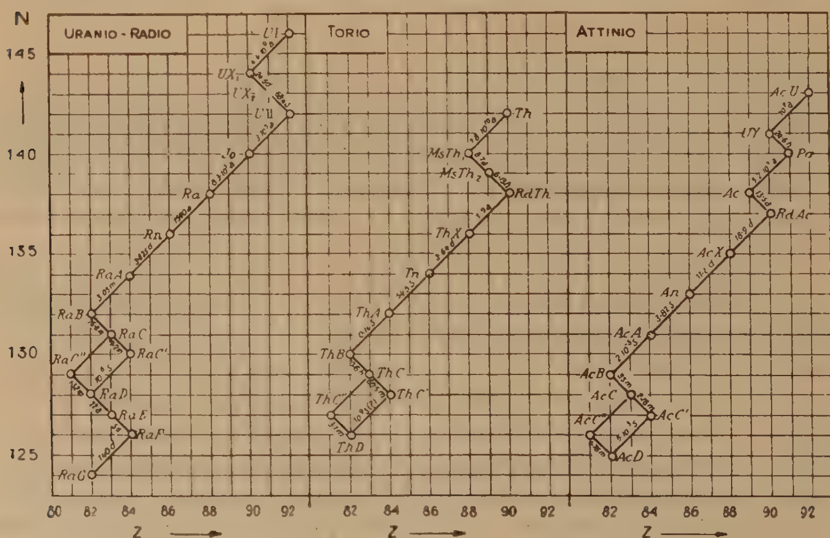


Fig. 21
Famiglie radioattive

$A = 238$, $T = 4{,}5 \times 10^9$ anni), il Torio ($Z = 90$, $A = 232$, $T = 1{,}4 \times 10^{10}$ anni) e un isotopo dell'Uranio ([25]) ($Z = 92$, $A = 235$, $T = 7{,}13 \times 10^8$ anni) molto raro in natura (abbondanza percentuale 0,720%).

Il prodotto finale non radioattivo è per ciascuna delle tre famiglie un isotopo del Piombo.

La disposizione dei singoli elementi che compongono le tre famiglie radioattive insieme con le trasformazioni che portano dall'uno all'altro elemento di ciascuna famiglia sono illustrate nella fig. 21 ([26]) dove in ascissa indicato il numero atomico Z e in ordinata la differenza $N = A - Z$ fra peso atomico e numero atomico. Evidentemente ogni disintegrazione α sposta l'elemento di due posti verso sinistra e due posti verso il basso, ogni disintegrazione β di un posto verso destra ed uno verso il basso.

APPENDICE IV

Fra gli elementi radioattivi compare un solo elemento allo stato gassoso, l'Emanazione, di numero atomico 86. Esso ha le proprietà chimiche di un gas raro e può essere considerato come un omologo superiore dello Xenon. La separazione di questo gas dalla sostanza madre si ottiene facilmente aspirando l'aria che è stata a contatto con quest'ultima. Così si possono attenere allo stato puro i prodotti successivi i quali costituiscono il *deposito attivo* composto dai corpi A, B, C, C', C'', solidi, di periodo piuttosto breve. L'origine di questo nome va ricercato nel fatto che gli atomi formatisi in conseguenza della trasformazione degli atomi di Emanazione rimangono sospesi nell'aria come una polvere estremamente sottile che si fissa per aderenza sui corpi solidi. La Emanazione bolle a 62°C dimodoché si può fare uso dell'aria liquida per condensarla. Si scioglie nei liquidi in differente misura. Il rapporto fra la concentrazione della Emanazione (in equilibrio) nell'acqua e rispettivamente nell'aria ossia la espressione:

$$\alpha = \frac{v_a \, Em_{H_2O}}{v_{H_2O} \, Em_a}$$

(dove v_a, v_{H_2O} sono rispettivamente il volume dell'aria e dell'acqua e Em_a Em_{H_2O} il contenuto in Emanazione dell'aria e dell'acqua) si dice solubilità e dipende sensibilmente dalla temperatura. Nella tabella 5 riportiamo la solubilità della Emanazione in varie sostanze.

TABELLA V ([24])

Olio di oliva e affini	28
Solfuro di Carbonio	23
Trementina, Etere Elitico	

Cloroformio, Acetato di Amile	15
Toluolo, Benzolo, Xilolo	13
Olio di vaselina, Petrolio	10
Olio di Paraffina	9
Acetato di Etile	7,4
Acetone	6,3
Alcool Etilico	6,2
Anilina	3,8
Glicerina	1,7

Parecchi corpi solidi (gomma, caucciù ecc.) possono assorbire la Emanazione, ma questo fenomeno è particolarmente esaltato nel carbone.

La Emanazione risulta dal miscuglio di tre isotopi: Radon, Toron ed Actinon, tutti e tre radioattivi α. Il primo deriva dal Radio e si disintegra con un periodo di 3,84 giorni. Il secondo dal Torio X ed ha un periodo di 54,5 secondi. Il periodo del terzo che proviene dall'Attinio X è invece di 3,92 secondi. La considerevole differenza fra i periodi di dimezzamento di queste tre sostanze semplifica notevolmente il processo di separazione della prima dalle seconde.

Poiché il periodo del Radon è molto maggiore di quello del suo deposito attivo, dopo alcune ore il Radon è in equilibrio con quest'ultimo, che per parecchi giorni si mantiene in una quantità press'a poco costante. Si noti infine che contrariamente a quanto accade per le altre due Emanazioni il deposito attivo del Radon non si trasforma immediatamente nel Piombo inattivo ma passa ancora attraverso due elementi a periodo piuttosto lungo il Radio D e il Radio F (Polonio).

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Luglio 1948.

RIASSUNTO

Il presente lavoro costituisce la prima parte di una rassegna sui varî problemi interessanti la radioattività della terra, che è stata effettuata in relazione alla progettazione di un laboratorio per ricerche sulla radioattività della terra presso l'Istituto Nazionale di Geofisica. La prima parte è dedicata esclusivamente ai metodi e agli strumenti da adottare in simili ricerche. E' stata inoltre corredata di una appendice nella quale sono ricordate le nozioni di radioattività naturale che intervengono nel corso della trattazione.

BIBLIOGRAFIA

(1) JACKSON W. J., CAMPBELL J. L. P.: *Am. Inst. of Mining and Met. Eng.* - 1945.

(2) VERNASKY W.: *Les Problèmes de la Radiogéologie* - Paris 1935.

(3) ROTHÉ E.: *Les Tremblements de la Terre e la Radioactivité* - Travaux scientifiques, Paris 1946.

(4) JOLIOT-CURIE J.: *Les Radioéléments naturels* - Paris 1946.

(5) EVANS R. D., KIP A. F and MOBERG E. G.: *Am. Journ. Sci* - *36*, 241, 1938.

(6) URRY W. D. and PIGGOT C. S.: *Am. Journ. Sci* - *93*, 240, 1942.

(7) RUTHERFORD, CHADWICK and ELLIS: *Radiations from Radioactive Substances* - Cambridge 1935.

(8) COLTMANN J. W. and FITZ - HUGH MARSHALL: *Nucleonics* - 1, 58, 1947.

— KAHAN T., DELIASSE J., CHAMPEIX R. et BIZOT H.: *Journ. de Phys. et Rad.* - *9*, 25, 1948.

(9) GENTNER W., MEIER - LEIBNITZ H. und BOTHE W.: *Atlas typischer Nebelkammerbildung mit...* - Berlin 1942.

(10) POWELL C. F. and OCCHIALINI G. P. S.: *Nuclear Physics in Photographs* - Oxford 1947.

(11) DENNERS P.: *Can. J. Research.* - *25 A*, 223, 1947.

(12) KOHLRAUSCH: *Radioaktivität* - Leipzig 1928.

(13) STRONG J.: *Procedures in Experimental Physics* - N. York 1946.

(14) GEIGER H. und MÜLLER W.: *Phys. Zs.* - *29*, 839, 1928.

(15) FESTA C.: *Annali di Geofisica* (in corso di stampa).

(16) GEIGER H. und KLEMPERER O.: *Zs. f. Phys.* - *49*, 753, 1928.

(17) MONTGOMERY C. C. and MONTGOMERY D. D.: *J. of Frank. Inst.* - 231, n. 6, 1941.

(18) MAZE R.: Journ. de Phys. *6*, 64, 1946.

(19) MARTELLI G. e SANTANGELO M.: *N. Cimento*. *5*, 374, 1948.

(20) ALIVERTI G.: *N. Cimento* - *8*, 233, 1931. Z. f. Geophys. *9*, 16, 1933.

(21) SIZOO G. I. and HOOGTEIJLING: *Physica* - *13*, 517, 1947.

(22) SIZOO G. I. and HOOGTEIJLING P. J.: *Physica* - *13*, 563, 1947.

(23) QUERCIA I. F. e TRIBULATO G.: *Rassegna del N. C.* - *3*, 119, 1948.

(24) ISRAËL H.: *Radioaktivität* - Leipzig 1940.

(25) FLÜGGE S. und MATTAUCH J.: *Kernphysikalische Tabellen* - Berlin 1942.

(26) RASETTI F.: *Il nucleo atomico* - Bologna (1936).

ALCUNE CARATTERISTICHE DEL FRONTE DEL VENTO DURANTE LE TEMPESTE DI SABBIA IN EGITTO

M. G. El-Fandy

In questo lavoro si studiano le registrazioni di un anemometro di Dines relative alla direzione ed alla velocità del vento durante di « haboobs » [1] che sorgono nella regione di Khartoum e le tempeste di sabbia che colpiscono le regioni di Heliopoli e di Almaza (distretto del Cairo).

Da tale studio si ricava che l'intensità della tempesta, in particolare la mancanza di visibilità, dipende non solo dall'aumento della velocità orizzontale del vento ma anche dall'intervallo di tempo che

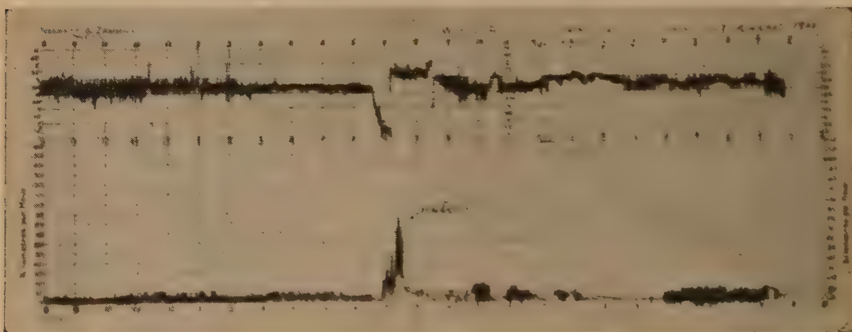


Fig. 1
Registrazione del vento a Kartoum (Stack Lab.) 17 agosto 1935

intercorre tra due massimi successivi: infatti in ogni località a più lungo periodo corrisponde tempesta più intensa.

Per un colpo di vento singolo la cui durata sia apprezzabile, circa 15 minuti (è il caso normale con haboobs non stabili) (fig. 1), la visibilità diminuisce rapidamente mentre si innalza una larga nube di polvere. Invece, quando sotto un gradiente di pressione crescente la velocità del vento aumenta gradatamente fino ad un valore critico, si sollevano contemporaneamente nubi di sabbia e di polvere. Ap-

(1) E' il nome arabo delle tempeste di sabbia del Sudan.

pena la velocità supera tale limite, mentre si sussegue una serie di piccoli colpi di vento di breve periodo la visibilità diminuisce notevolmente ma la tempesta che si è sviluppata in questo modo è generalmente meno intensa e non si estende verticalmente ad altezze tanto pronunciate quanto quelle raggiunte nel caso di tempeste a tipo instabile.

La fig. 1 è la riproduzione di una registrazione all'anemografo di Dines eseguita a Khartoum durante un haboobs ed è chiaramente visibile la registrazione e l'andamento del colpo di vento. La fig. 2 è la riproduzione di una registrazione durante una tempesta sul Cairo ed il graduale aumento della velocità media è altrettanto chiaramente visibile.

E' naturale mettere in relazione l'intensità della componente verticale del vento con l'intensità della tempesta ossia con la densità e l'estensione verticale della polvere sospesa.

Supponiamo che la polvere sia trasportata nell'aria, dopo essere

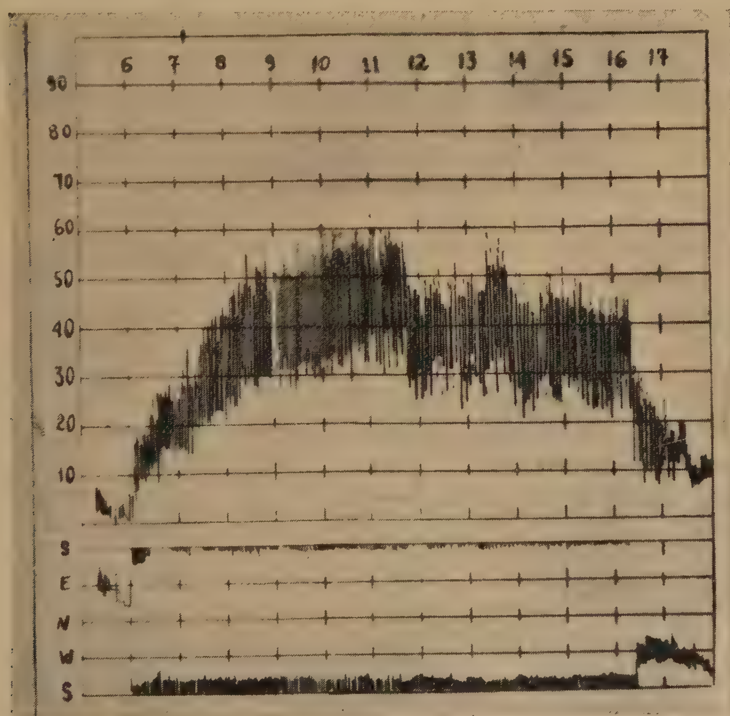


Fig. 2
Registrazione del vento al Cairo del 14 marzo 1941. Tempesta di sabbia dalle 0810 alle 1530 (G.M.T.).

stata soffiata dal suolo, con un processo simile a una corrente verticale. Indichiamo con n, espresso in secondi, il periodo di una singola onda della curva del vento e supponiamo, che questa possa rappresentarsi mediante una sinusoide (fig. 3). Si misuri il tempo a partire dal punto O così che il tempo nel punto O è uguale a zero; l'intervallo di tempo tra A e C sarà uguale ad n sec.

Il tempo relativo al punto A sarà allora $-n/4$ e quello relativo al punto B sarà $+n/4$ sec. Sia u la velocità media orizzontale, u' lo scarto da u al tempo t e $\overline{u'}$ lo scarto massimo medio da u durante ogni intervallo di tempo, periodo, cosicché $\overline{u'}$ rappresenta la media dei massimi relativi ai colpi di vento; w, w', $\overline{w''}$ rappresentano i corrispondenti valori per la componente verticale.

E' noto che quando c'è un colpo di vento si ha un notevole aumento della velocità del vento sia in direzione orizzontale che in direzione verticale negli strati d'aria in prossimità del suolo.

Da A a B la velocità orizzontale del vento aumenta da $(u-\overline{u'})$ a $(u+\overline{u'})$ e la particella di sabbia che è trasportata per tutto questo tempo dall'aria si solleva a spese dell'energia cinetica totale. In altre parole l'aumento dell'energia cinetica di una particella di massa m dal tempo t al tempo $t+dt$, aumento che è uguale a

$$\frac{1}{2}\, m\, d \left\{ (u+u')^2 + (w+w')^2 \right\}$$

sarà speso per far salire la particella di una certa altezza $w'\,dt$

cosicché
$$m\, g\, w'\, dt = \frac{1}{2}\, m\, d \left\{ (u+u')^2 + (w+w')^2 \right\}$$
da cui
$$w' = \frac{1}{2g} \frac{d}{dt} \left\{ (u+u')^2 + (w+w')^2 \right\} \qquad [1]$$

Il valore medio di w' nell'intervallo $-n/4$, $+n/4$ è

$$\frac{1}{\frac{n}{2}} \int_{-\frac{n}{4}}^{+\frac{n}{4}} w'\, dt = \frac{1}{n g} \int_{-\frac{n}{4}}^{+\frac{n}{4}} d \left\{ (u+u')^2 + (w+w')^2 \right\}$$

Nella regione in cui la sabbia si innalza di circa 7000 piedi (circa 2300 m) dovrà esistere un valore medio di w'; questo valore medio sia rappresentato da Q nell'intervallo considerato, cosicché

$$Q = \frac{1}{gn} \left\{ u^2 + 2\,u\,u' + u'^2 + w^2 + 2\,w\,w' + w'^2 \right\}_{-\frac{n}{4}}^{+\frac{n}{4}}$$

$$= \frac{1}{gn} \left\{ 4\,u\,\overline{u}' + 4\,w\,\overline{w}' \right\}$$

$$= \frac{4}{gn} \left\{ u\,\overline{u}' + w\,\overline{w}' \right\} \qquad [2]$$

in cui si è trascurato l'attrito e la viscosità quando si è scritta l'equazione della conservazione dell'energia. Quando si presenta un solo colpo di vento la tempesta raggiunge un massimo nei primi $n/2$ secondi mentre avvengono notevoli spostamenti di masse d'aria in direzione verticale e la sua intensità dalla velocità dipende dalla velocità verticale w.

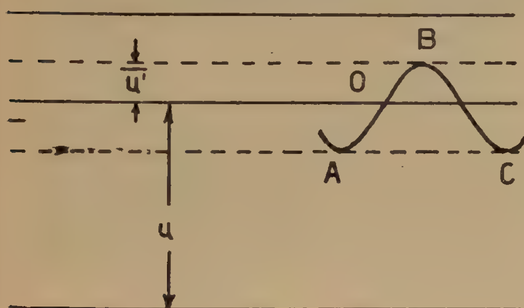


Fig. 3

Dall'equazione [2] si ottiene

$$w = Q\,\frac{gn}{4\,\overline{w}'} - \frac{u\,u'}{\overline{w}'} \qquad [3]$$

la quale mostra che a pari valori di u, u', ecc. si devono prevedere con grandi valori di u, grandi velocità verticali.

La seconda caratteristica è la effettiva fluttuazione nella media delle velocità e della visibilità durante le tempeste di sabbia. Tali fluttuazioni sono chiaramente visibili nelle registrazioni, una delle quali (Heliopolis 16 gennaio 1940) è riprodotta nella figura 4; questa mostra tre onde successive nell'intervallo di tempo tra le 0900 e le 2200 (tempo locale).

Un altro tipo di onda è mostrato in figura 5, ricavata dalla registrazione dell'anemometro di Dines di Almaza, distretto del Cairo, durante la tempesta di sabbia del 16 e 17 gennaio 1942. La linea KLMNW rappresenta la velocità media in chilometri all'ora e sono chiaramente visibili le due onde KLMNOP e PQRSTUV le quali hanno lo stesso andamento. Il diario giornaliero che si conserva

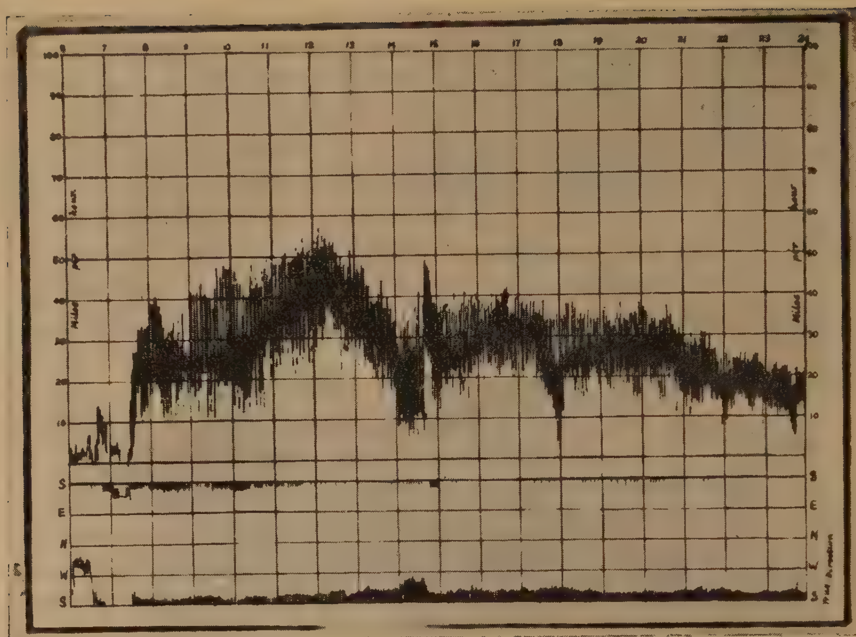


Fig. 4
Registrazione dell'anomometro di Dina (Heliopolis 16 gennaio 1940)

ad Almaza descrive le due tempeste di sabbia che si sono manifestate nell'intervallo di tempo in cui la velocità del vento aumenta.

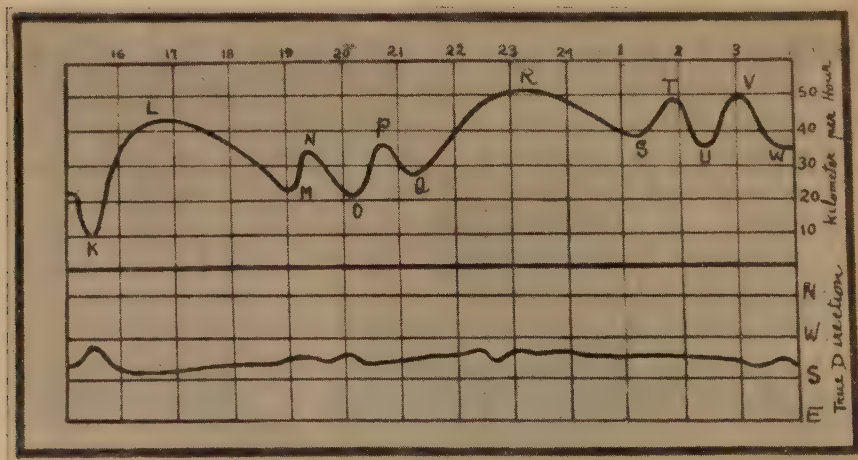


Fig. 5
Registrazione della velocità media e della direzione del vento ad Almaza nei giorni 16 e 17 gennaio 1942

Questa analisi ha un grande valore pratico nel deserto africano poiché è possibile prevedere con un certo anticipo l'andamento della curva della velocità media e quando un terzo, o poco più, della curva è stato registrato e raccordato è possibile determinare l'ora in cui la tempesta avrà fine seguendo il grafico della registrazione dell'intensità del vento. Tempeste di questo tipo sono frequenti in vicinanza della costa del Nord Africa in primavera ed in inverno e la previsione dell'ora in cui una tempesta ha fine è di particolare interesse sia per l'aviazione che per il pubblico.

Alexandria, Physics Department, Faculty of Science,
Farouk I° University, September 1948.

RIASSUNTO

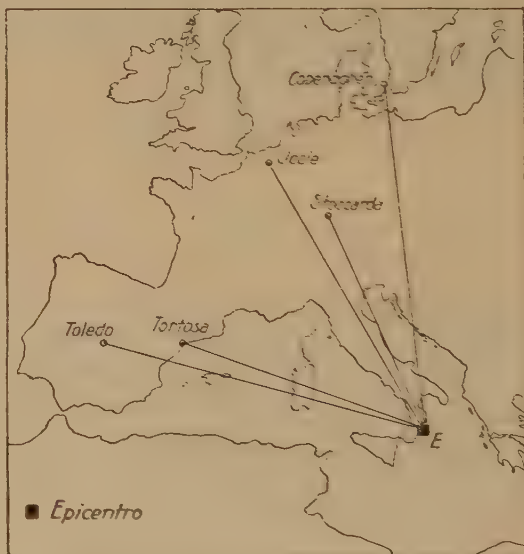
Nella presente nota vengono studiate ed analizzate due caratteristiche che presenta l'andamento della velocità del vento durante le tempeste di sabbia dell'Africa del Nord. La prima è che la scarsa visibilità dovuta alla notevole quantità di sabbia e di polvere sollevate si ha quando compare nella registrazione un caratteristico picco corrispondente al "colpo di vento", in cui ambedue le componenti, orizzontale e verticale della velocità del vento raggiungono un massimo per circa dieci minuti. I colpi di vento sono associati col fronte freddo o con dense nuvole tempestose. Le tempeste di sabbia non possono svilupparsi finché una velocità limite non sia raggiunta. Di tal fatto viene data una spiegazione teorica.

La seconda caratteristica osservata è la periodicità di tipo ondulatorio dell'andamento della velocità del vento raggiunta durante le tempeste di sabbia. I grafici ottenuti possono generalmente essere confrontati con un'onda di periodo misurabile ed in tal modo si può predire la fine della tempesta.

UNA VALUTAZIONE DELLO SPESSORE DELLO «STRATO DEL GRANITO» NEL MEDITERRANEO CENTRO-OCCIDENTALE

C. Festa - P. E. Valle

1. — I metodi per la misura dello spessore delle stratificazioni superiori della crosta terrestre sono fondati, come è noto, sulla determinazione dei tempi di tragitto delle onde spaziali dirette e rifratte, registrate entro una zona abbastanza ristretta intorno all'epicentro, oppure sulla dispersione delle onde superficiali trasversali (L) o miste (M), registrate ad una distanza dall'epicentro sufficientemente grande perché l'effetto della dispersione divenga sensibile.



Il primo metodo può essere applicato unicamente nella esplorazione di zone nelle quali la rete sismica è sufficientemente fitta; nel caso contrario conviene ricorrere al secondo, con il quale però si può ottenere solo una valutazione approssimativa in quanto esso fornisce un risultato medio relativo al tragitto delle onde superficiali. Inoltre quest'ultimo metodo presuppone la conoscenza del numero delle stratificazioni e di convenienti rapporti fra le costanti elastiche e le densità, rapporti che intervengono nel calcolo delle curve di dispersione.

Per l'applicazione di questo metodo si dimostrano particolarmente adatte le curve calcolate da Jeffreys [1] nell'ipotesi di una

stratificazione semplice, le quali consentono una valutazione dello strato superiore della crosta terrestre, purché si consideri trascurabile l'azione di altre eventuali stratificazioni. Esse sono state calcolate con l'assunzione:

$$\mu'/\mu = 20/9$$
$$\varrho'/\varrho = 5/4$$

dove μ è la rigidità e ϱ la densità dello strato superiore μ' e ϱ' le corrispondenti grandezze del mezzo sottostante.

L'attendibilità di questo metodo è assicurata dal confronto fra i risultati ottenuti da Jeffreys, che lo ha applicato all'Eurasia, partendo da valori osservati da Gutenberg e assumendo per la velocità delle onde trasversali dello strato superiore 3,3 km sec^{-1}, con i corrispondenti risultati dedotti dall'applicazione dei metodi basati sull'osservazione delle onde spaziali (2).

Dall'esame della tabella I, nella quale abbiamo indicato con T il periodo dell'onda, con C la velocità di gruppo e con d_1 lo spessore dello « strato del granito », risulta che l'accordo fra i due metodi è soddisfacente, tenuto conto che valori elevati di d_1 si hanno prevalentemente sotto le catene di montagne.

TABELLA I

a) *Metodo della dispersione delle onde* M

Eurasia

T sec	35	30	24	20
C km sec^{-1}	3,8	3,3	3,2 ÷ 3,9	3
d_1 km	17	28	24 ÷ 29	23

b) *Metodo delle onde spaziali*

Spessore	Asia	Europa					
		Nord Europa	Alpi Sveve	Alpi	Prealpi Carniche	Appennino tosco emil.	Europa Centrale
d_1 km	20-25	30	25-30	35	40	30	20

2. — Nei sismogrammi del terremoto dell'11 maggio 1947 (Calabria) (3), abbiamo notato un considerevole anticipo dei tempi di arrivo delle onde *M* nelle stazioni spagnole rispetto alle stazioni

Nord-Europee, al quale non corrisponde una sensibile differenza fra i periodi medi delle onde suddette. Le onde M registrate nelle stazioni spagnole hanno compiuto il loro tragitto quasi esclusivamente nel Mediterraneo centro-occidentale, mentre il tragitto delle onde M registrate nelle stazioni del Nord-Europa è quasi interamente continentale. Pertanto si è ritenuta possibile una valutazione comparativa dello spessore dello « strato del granito » nel Mediterraneo centro-occidentale relativamente all'analogo spessore nel continente europeo, valutazione che sinora non ci risulta sia mai stata effettuata.

A tale scopo abbiamo scelto le stazioni di Toledo e Tortosa per quanto riguarda il cammino mediterraneo e quelle di Uccle, Copenhagen e Stoccarda per il cammino continentale.

Dall'azimut delle stazioni spagnole rispetto all'epicentro, in relazione all'orientazione degli strumenti, abbiamo dedotto che il primo gruppo delle onde M è nettamente polarizzato in un piano normale al piano principale.

La polarizzazione nella stazione di Copenhagen è parziale, mentre nelle stazioni di Uccle e Stoccarda non risulta senz'altro evidente.

Nella Tabella II sono contenute le distanze epicentrali Δ, il tempo di tragitto t, il periodo medio T e la velocità C del primo gruppo di onde M registrate nelle singole stazioni.

TABELLA II

Stazione		Δ km	t sec.	T sec.	C km sec.$^{-1}$
Tragitto mediterraneo	Tortosa	1414	423	16	3,34
	Toledo	1798	555	15	3,24
Tragitto continentale	Stoccarda	1275	480	16	2,66
	Uccle	1662	610	18	2,72
	Copenhagen	1917	721	15,5	2,66

Dalle curve di dispersione di Jeffreys si deducono i valori di β/kcd_1 in funzione di C/β, dove β è la velocità delle onde trasversali nel primo strato, L la lunghezza d'onda, c la velocità di fase e $k=2\pi/L$. Se si pone:

$$\beta = 3,3 \text{ Km sec}^{-1}$$

i valori assunti da C/β nelle stazioni del Nord Europa conducono in prossimità del minimo di β/kcd_1, e quindi per ciascuna stazione si ottengono due valori di quest'ultima grandezza, uno *a*), a sinistra, l'altro *b*), a destra del punto di stazionarietà. Invece a ciascun valore assunto da C/β nelle stazioni spagnole corrisponde un solo valore di β/kcd_1.

Nella Tabella III sono contenuti i risultati numerici dedotti dalla predetta curva di dispersione.

TABELLA III

Stazione		C/β	β/kcd₁		d₁ Km	
Tragitto mediterraneo	Tortosa	1,012	0,579		14,5	
	Toledo	0,982	0,540		14,6	
			(a)	(b)	(a)	(b)
Tragitto continentale	Stoccarda	0,806	0,363	0,314	23,2	26,8
	Uccle	0,824	0,391	0,287	24,2	33,0
	Copenhagen	0,806	0,363	0,314	22,4	26,0

3. — Nei riguardi dei risultati ottenuti dobbiamo rilevare che dei due gruppi *a*) e *b*) di valori dello spessore dello strato superiore nel continente, l'accordo con i valori della Tabella I è migliore per il gruppo *b*), che per il gruppo *a*). Comunque poiché ambedue i gruppi di valori sono notevolmente inferiori ai corrispondenti valori nel Mediterraneo, è evidente la riduzione subita dal suddetto spessore nel Mediterraneo rispetto al continente europeo.

Circa l'attendibilità del volore medio di 14,5 km da noi ottenuto per lo spessore dello strato del granito nel Mediterraneo, osserviamo che la inclinazione della curva di dispersione per i valori di C/β relativi alle stazioni esaminate è sufficiente ad assicurare che gli eventuali errori commessi nella valutazione di C/β non si ripercuotono sensibilmente sui corrispondenti valori di β/kcd_1.

Notiamo infine che l'accordo fra i valori dedotti dalle due stazioni spagnole è molto buono.

Il valore medio di 14,5 km può quindi essere attribuito provvisoriamente allo spessore dello « strato del granito » nel Mediterraneo centro-occidentale. Ci riserviamo di condurre ulteriori ricerche a questo proposito.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Luglio 1948.

RIASSUNTO

Mediante l'effetto di dispersione delle onde superficiali M, *gli autori hanno eseguito una valutazione comparativa dello spessore dello "strato del granito" nel Mediterraneo centro-occidentale, relativamente all'analogo spessore nel continente europeo.*

BIBLIOGRAFIA

(1) JEFFREYS H.: *The Surface waves of Earthquakes* - Geophys. Suppl. 3, 253-261, 1935.

(2) GUTENBERG B.: *Seismological Evidence for Roots of Mountains* - Bull. Geol. Soc. Am. 54, 473-498, 1943.

— CALOI P.: *Sullo spessore dello strato delle onde Pg nell'Europa Centrale* - Ric. Scient. I, 334-338, 1938.

— — *Ricerche su terremoti ad origine vicina* - Ric. Scient. II, 408-446, 1938.

— — *Caratteristiche sismiche dell'Appennino Tosco-Romagnolo* - Ric. Scient. 4, 218-230, 1940.

— — *Caratteristiche sismiche fondamentali dell'Europa Centrale quali risultano da* 17 *terremoti Centro-Europei* - Boll. Soc. Sism. Ital. XL, 41-72, 1942.

(3) VALLE P. E.: *Contributo allo studio delle caratteristiche sismiche del Mediterraneo Centro-Orientale* - Annali di Geofisica 1, 266-278, 1948.

CONTRIBUTO ALLO STUDIO DEI MICROSISMI

CARLO MORELLI

1. — *Premessa.*

Il problema dei microsismi ha acquistato specialmente durante la seconda guerra mondiale un notevole interesse anche pratico, per la possibilità di seguire attraverso la loro registrazione lo spostamento dei cicloni: condizione questa che grandemente interessa i Paesi circondati da oceani (Stati Uniti, Gran Bretagna, ecc.), dove i cicloni arrivano molto spesso imprevedibilmente sulle regioni costiere, nonostante l'accurato servizio meteorologico di sorveglianza attualmente in funzione, oppure si formano improvvisamente al largo con grande pericolo per la navigazione. Per le stesse ragioni, se pure in scala più ridotta, lo studio dei microsismi interessa anche l'Italia, per la sua posizione al centro del Mediterraneo, dove la situazione meteologica si presenta spesso complicata e soggetta a rapide variazioni.

Numerose ricerche sono state compiute in questo campo in molti Paesi, ma soprattutto nei due sopra menzionati, e la discussione del problema è stata messa all'ordine del giorno della prossima Assemblea Generale dell'Unione Geodetica e Geofisica Internazionale ad Oslo, agosto 1948. Data anche l'importanza dei problemi meteorologici, geofisici e geologici connessi con quello della genesi, natura e propagazione dei microsismi, riteniamo perciò opportuno esporre i risultati fin qui ottenuti dalle ricerche in corso sull'argomento all'Osservatorio Geofisico di Trieste dell'Istituto Nazionale di Geofisica.

2. — *Stato attuale del problema.*

Da quando il Bertelli aveva iniziato per primo, nel 1869, lo studio dei microsismi, per quasi 70 anni il problema venne affrontato da numerosi ricercatori ma senza risultati decisivi.

Non è perciò il caso di riassumere qui tutte le conclusioni cui questi primi ricercatori sono pervenuti, in quanto molto spesso esse si riferiscono solo ad un lato particolare del problema, o sono di

natura statistica senza maggiori pretese, o addirittura sono in contraddizione fra loro. D'altra parte esse sono riassunte nelle Memorie del Ramirez (1940), dove figura pure un'ampia Bibliografia, che comprende quasi tutti i lavori pubblicati sull'argomento fino al 1939.

Le stesse Memorie espongono i risultati ottenuti dallo studio dei microsismi a St. Louis nel 2° semestre 1938, sotto la guida di J. B. Macelwane, usufruendo di 4 sismografi elettromagnetici specialmente costruiti allo scopo (Sprengnether, 1946) e distribuiti ai vertici di un triangolo rettangolo, coi lati minori di circa 6 km: poiché queste ricerche hanno aperto un nuovo campo nello studio dei microsismi, portando finalmente ad alcuni risultati decisivi, prenderemo questi come punto di partenza. Li riassumiamo perciò come segue:

a) *le onde microsismiche non sono onde stazionarie,* ma si propagano con una velocità media che, per i microsismi osservati a St. Louis, è di 2,67 km/sec; il periodo varia fra 3 e 9 sec, la lunghezza d'onda è prossima a 14,8 km;

b) *ad ogni aumento dell'ampiezza corrisponde in generale un aumento del periodo;*

c) *in generale, l'ampiezza dipende dall'intensità del ciclone ed il periodo dalla sua distanza dalla stazione registratrice;*

d) *l'orbita descritta da una particella del suolo in moto sotto l'azione dei microsismi è essenzialmente ellittica, sia nel piano orizzontale che in quello verticale, ma l'asse maggiore ruota nei due piani, il rapporto fra i due assi non rimane costante, e anche il senso di rotazione si inverte;*

e) *le oscillazioni rapide della pressione atmosferica,* registrate a Florissant e St. Louis mediante due microbarografi elettromagnetici ideati dal Macelwane, *non presentano alcuna relazione, diretta o indiretta, con i microsismi,* neppure solo nella forma dell'onda, nel periodo o nella durata della perturbazione; se ne conclude che i *microsismi del tipo studiato non sono originati da alcuna oscillazione atmosferica che eserciti la sua azione sul suolo nei pressi della stazione sismica.* Alla stessa conclusione è pervenuto il Gutenberg (1947) dal confronto col microbarografo a Pasadena.

Analoghe ricerche sui microsismi erano state compiute a Göttingen fin dal 1936 (Krug, 1937), dove vennero adoperate 4 stazioni con sismografi orizzontali trasportabili, a distanze fra 3,5 e 6,5 km. Era stato trovato già allora che:

a) le onde non sono stazionarie, e la velocità di propagazione media intorno a Göttingen è di 1100 m/sec;

b) le proiezioni sul piano orizzontale del movimento delle particelle sollecitate dai microsismi sono ellissi allungate, il cui asse maggiore non mantiene una direzione costante;

c) l'ampiezza dei microsismi alla profondità di 910 m è uguale a quella in superficie;

d) l'intensità dei microsismi a Göttingen è in stretta dipendenza con i cicloni sulle coste della Norvegia.

Ma questa relazione con i cicloni non era stata meglio precisata.

Il Trommsdorff (1939) aveva ripreso lo studio dei microsismi a Göttingen con stazioni trasportabili a 2 ed a 3 componenti. Indotto dall'osservazione che i centri di origine dei microsismi possono essere più di due (per es., la costa della Scandinavia e il Golfo di Biscaglia), egli trovò che i risultati dell'esperienza si possono spiegare nel migliore dei modi ammettendo che i microsismi risultino dall'interferenza di due onde di diversa direzione e frequenza.

Nel settembre 1944 una stazione sismografica tripartita, ai vertici di un triangolo equilatero di circa 2440 m di lato, venne allestita dall'U. S. Navy a Guantanamo Bay, Cuba, e consentì di ottenere risultati così proficui soprattutto per quanto riguardava la direzione di provenienza dei microsismi, rivolta sempre al centro del ciclone, che nel dicembre 1944 l'U. S. Navy e l'U. S. Coast and Geodetic Survey stabilirono di istituire altre due stazioni tripartite similari, coi lati di circa 1 miglio, a San Juan, Portorico, ed a Richmond, Florida: ciò allo scopo principale di determinare, per intersezione, la posizione del ciclone e di seguirne gli spostamenti e lo sviluppo. Esse entrarono in funzione nell'agosto 1945. Sempre a cura dell'U. S. Navy, nel 1946 furono allestite nei Caraibi altre due stazioni sismografiche tripartite a Trinidad e Corpus Christi, e stazioni singole a Swan Island ed Antigua. Inoltre, nel Pacifico una stazione tripartita è stata allestita a Guam, con stazioni singole a Samar e Okinawa.

L'istituzione delle stazioni tripartite attorno al Golfo dei Caraibi ha portato un contributo importantissimo allo studio dei microsismi, in quanto ha stabilito inequivocabilmente che *essi sono generati nel centro del ciclone o nelle sue vicinanze.* Il Gilmore (1946), che ha avuto la direzione di queste ricerche, e il Gutenberg (1947),

che dall'agosto 1945 prestò la sua consulenza tecnica, sono pervenuti ai seguenti ulteriori risultati principali:

a) la *velocità di propagazione* media è risultata di 2,6 km/sec per le onde microsismiche a Guantanamo, di 4 km/sec a S. Juan, di 3,25 km/sec a Richmond, in accordo con le diverse stratificazioni geologiche superficiali;

b) *il periodo dei microsismi* (generalmente compreso fra 3 e 8 sec, se l'origine dista più di 100 Km) *e la regolarità delle onde dipende in linea di massima dalla distanza, ma aumenta anche spesso con l'ampiezza;*

c) *i microsismi sono molto probabilmente onde superficiali*, la cui ampiezza diminuisce esponenzialmente con la profondità; poiché la maggior parte dell'energia nelle onde superficiali si propaga in uno strato di spessore uguale alla lunghezza d'onda, dato che in generale la velocità di proporzione dei microsismi è compresa fra 2,5 e 4 km/sec, il loro periodo fra 3 e 7 sec, la lunghezza d'onda fra 12 e 16 km, l'energia dei microsismi si dovrebbe propagare principalmente nei primi 20 km della crosta terrestre; perciò le *superfici di discontinuità che separano le differenti unità geologiche e che si estendono ad una profondità di almeno una frazione non trascurabile della lunghezza d'onda dei microsismi, riflettono o rifrangono una parte dell'energia*: da ciò l'importanza di queste superfici di discontinuità nella distribuzione dell'ampiezza dei microsismi nelle direzioni attorno all'origine: e inversamente l'importanza dei microsismi per lo studio della struttura geologica superficiale;

d) *le oscillazioni dei microsismi sembrano avere ampiezza maggiore nella direzione di propagazione*, il che confermerebbe l'opinione di molti AA. secondo i quali i microsismi sono prevalentemente onde di Rayleigh;

e) *l'ampiezza dei microsismi sembra dipendere dalla profondità del mare al centro del ciclone* (invece la sig.na Charpentier (1948) sostiene che i microsismi sono prodotti solo quando il ciclone arriva sulla piattaforma continentale allargata all'isobata di 1000 m);

f) *l'energia dei microsismi ha origine dall'energia del ciclone;*

g) *i microsismi non possono essere originati dall'urto delle onde contro la costa*, perché queste viaggiano con velocità che raramente supera i 60 km all'ora, mentre l'effetto del ciclone sui microsismi è risultato propagarsi con velocità molto maggiore.

Quasi contemporaneamente, il Bonchkovski (1946) applicava ai microsismi registrati nelle stazioni di Pulkovo, Mosca e Sverdlowsk l'analisi armonica, per ricavare l'onda fondamentale di 8 sec; costruita poi la proiezione del moto orizzontale ad essa corrispondente, ne sono risultate delle ellissi, con l'asse maggiore nella direzione di provenienza: sicché per intersezione è possibile determinare l'origine dei microsismi. La conclusione è che, secondo l'A., i microsismi sono causati dall'urto dei forti venti occidentali del fronte freddo del ciclone contro le montagne della Scandinavia.

Qui è però doveroso ricordare che già nel 1941 il Bungers aveva studiato un metodo per ricavare la direzione di provenienza dei microsismi, nell'ipotesi che essi risultassero dalla sovrapposizione di due treni di onde di Rayleigh con ampiezza pressoché costante e direzioni di provenienza differenti: esso consiste nel cercare sulle due componenti orizzontali due massimi in concordanza di fase, e la concordanza immediatamente successiva. Le ampiezze di questi massimi, composte con la regola del parallelogramma, determinano i vertici del parallelogramma circoscritto alle figure di Lissajous descritte dalla particella in oscillazione per azione dei microsismi. Il lato maggiore di questo parallelogramma è in una delle direzioni di provenienza, il lato minore nell'altra.

Nonostante questi notevoli risultati, il problema dei microsismi era però ben lontano dall'esser risolto, soprattutto per quanto riguardava la genesi e la natura fisica dei microsismi, tanto che il Murphy (dicembre 1946) non trovava modo migliore per esprimere le incertezze ancora dominanti, che dando ad una sua Nota, in cui passava in rassegna i progressi compiuti, il titolo «*I microsismi, questi sconosciuti*». Nella stessa Nota l'A. auspicava che più abbondante materiale sperimentale venisse offerto in ogni fase della ricerca sui microsismi, specialmente nelle vicinanze dell'origine, in particolare sopra gli oceani.

Con le stesse conclusioni, riguardanti la necessità di ulteriori informazioni dettagliate sulle relazioni fra microsismi e cicloni, Press ed Ewing (1948) chiudevano la loro Memoria di fondamentale importanza, di cui parleremo più avanti.

3. — *Impostazione delle ricerche sui microsismi a Trieste.*

Avendo a disposizione i sismogrammi registrati a Trieste dal marzo 1931 per i sismografi Wieckert, dal gennaio 1933 per i fo-

tosismografi Alfani. e d'altra parte disponendo dalla stessa epoca fino al giugno 1940 del « Bollettino di informazioni meteorologiche per l'Aeronautica », pubblicato giornalmente dal Ministero dell'Aeronautica, Roma, abbiamo ritenuto opportuno di utilizzare questo vasto materiale per una ricerca sistematica delle correlazioni esistenti fra i due fenomeni. A ciò siamo stati anche indotti dalle seguenti considerazioni:

a) la posizione geografica di Trieste consente una registrazione chiara dei microsismi provenienti da qualunque zona sia dell'Atlantico nord-occidentale che dal Mediterraneo, per cui già a priori erano da attendersi risultati notevoli da un loro confronto;

b) il sottosuolo della Stazione Sismica di Trieste, formato da arenaria fogliettata (flysch) ma consistente, non è tale da esaltare sensibilmente il movimento per vibrazioni proprie, e quindi non è causa di quella maggiore complessità nei diagrammi che accompagna questo effetto; inoltre l'isolamento della Stazione dallo strato superficiale di terreno circostante, ed il fatto che questo è artificialmente elevato e quindi poco coerente, fanno sì che le vibrazioni a cortissimo periodo dovute al passaggio di veicoli nelle vicinanze, vibrazioni di motori, ecc., non vengano trasmesse agli strumenti: sicché essi si trovano in condizioni di tranquillità particolarmente idonee per la registrazione di movimenti con ampiezza e periodo piuttosto esigui quali sono i microsismi.

Notiamo ancora subito che non tutti i sismogrammi sono più disponibili, alcune serie essendo andate disperse nel bombardamento che il 10 giugno 1944 distrusse gli Uffici dell'Osservatorio. Inoltre le costanti strumentali essendo state in media nel periodo di funzionamento della Stazione:

Sismografo	Registrazione	Comp.	To	Vo	v
Wieckert 1000 kg	meccanica	NW-SE	4-6 sec	200-220	3-5
» 1000 »	»	NE-SW	4-6 »	200-220	3-5
» 80 »	»	Z	4-5 »	60-80	2-5
Alfani 3 »	fotografica	N-S	7-13 »	1.400 ca	∞
» 3 »	»	E-W	10-13 »	1.700 ca	∞

l'ingrandimento (dinamico) massimo per i Wieckert orizzontali e per quello verticale è stato (per il caso di risonanza), con i valori dello smorzamento *v* sempre mantenuti piuttosto elevati, di 300 e

100, rispettivamente: poiché i microsismi registrati a Trieste ben raramente superano l'ampiezza di 1 micron (valore massimo finora trovato: 2,2 micron), ne segue che solo in casi rarissimi l'ampiezza dei microsismi sui sismogrammi Wieckert ha superato 0,3 mm per le componenti orizzontali, 0,1 mm per la componente verticale. Di qui la necessità di limitare lo studio ai soli fotosismogrammi.

Poiché, come sopra si è visto, sembra ormai accertato che i microsismi (non locali; é forse anche « non mediterranei »: v. pag. seguente) sono originati nel centro dei cicloni, o in prossimità di esso, lo studio a Trieste è stato volto soprattutto alla ricerca:

a) *delle correlazoni fra le caratteristiche dei cicloni e quelle dei microsismi*, allo scopo di poterne ricavare elementi utili per l'individuazione delle cause e della genesi dei microsismi;

b) *della natura fisica dei microsismi;*

c) *delle caratteristiche proprie dei microsismi per le varie regioni di provenienza e direzioni di propagazione*, allo scopo di preparare il materiale d'osservazione per ricerche sulle caratteristiche geo-tettoniche delle regioni considerate, ed anche per costituire un fondamento per l'utilizzazione dei microsismi a scopo di osservazione dello spostamento dei cicloni e previsione del tempo.

Perciò il lavoro preparatorio è stato così impostato:

a) per i *microsismi*, lettura alle ore 6-12-18-24 (*TMG*) del periodo (in decimi di sec) e calcolo, in funzione dell'ingrandimento dinamico, dell'ampiezza del moto vero del suolo (in decimi di micron); inoltre, descrizione del comportamento dei microsismi durante la giornata, esame del loro tipo caratteristico, ecc.;

b) per i *cicloni*, determinazione della posizione del centro, del minimo di pressione, della sua area, del gradiente di pressione, del vento al centro (direzione e intensità).

Questi elementi sono stati quindi tutti correlati fra loro e riportati graficamente, nel modo e con i risultati che più avanti esporremo.

Come si può facilmente intuire, un simile lavoro preparatorio deve necessariamente procedere lento: difatti esso, iniziato nell'ottobre 1947, ha potuto esaurire fino ad oggi — salvo qualche piccola interruzione — i seguenti periodi:

1933	1934	1937
1° febbraio-11 aprile;	1° gennaio-8 febbraio;	1-31 gennaio;
3-30 settembre;	15 febbraio-21 marzo;	17 febbraio-25 luglio.
1-31 dicembre;		

Essi si riferiscono a 129 giorni nel 1933, 74 giorni nel 1934 e 190 giorni nel 1937: cioè, complessivamente oltre 13 mesi.

Le cartine ed i risultati che seguono si intendono ricavati dagli stessi periodi. Sulle stesse è riportata la distanza da Trieste, di 500 in 500 km, e le isobate di 1000, 2000 e 3000 m.

Precisiamo ancora che durante lo svolgimento del lavoro è risultata nettamente la necessità di distinguere, onde poter ricavare qualche indicazione utile da un esame comparativo, i microsismi del periodo invernale dagli altri, in quanto *d'inverno i microsismi presentano in generale sempre ampiezze e periodi maggiori*. Ed è stato trovato che nel periodo invernale andavano compresi proprio i microsismi fra il 21 dicembre e il 21 marzo. Fanno eccezione solo due casi (6 aprile 1933 e 30 settembre 1933), indicati in *fig. 2*.

Osserviamo ancora che ci occuperemo separatamente dei *microsismi di origine locale* e di quelli di *lontana origine*, intendendo con questi tutti quelli originati a più di 50-100 km di distanza. I secondi sono quelli che normalmente sono stati finora studiati, e quindi incominciamo anche noi da questi.

Per brevità e chiarezza d'esposizione, cercheremo sempre che possibile di compendiare i risultati graficamente. Per gli stessi motivi, i casi ambigui sono stati eliminati, per esempio quando coesistevano contemporaneamente due cicloni, e non era possibile decidere se uno solo dei due, e quale, fosse la causa dei microsismi.

Menzioniamo infine il fatto che, mentre per i microsismi di origine atlantica la dipendenza dal *centro* del ciclone è stata qui chiaramente confermata, quelli di origine mediterranea sembrano in connessione soprattutto col *fronte freddo* del ciclone: sono perciò state iniziate ricerche più dettagliate in proposito, sulle quali si riferirà a parte.

4. — *Microsismi di lontana origine.*

Poiché quali caratteri dei microsismi si possono assumere il *periodo*, la *forma* e l'*ampiezza*, li esamineremo separatamente, cercando i fattori che influiscono su ciascuno di essi.

A) Periodo. — Le *figg. 1 e 2* dimostrano chiaramente quale sia la distribuzione del periodo dei microsismi registrati a Trieste nelle diverse stagioni dell'anno. Sono indicati con 0 i cicloni che non hanno dato microsismi apprezzabili a Trieste. Come si vede, ciò si verifica quasi sempre quando il centro del ciclone è sulla terra, per cui ri-

sulta confermato che *i cicloni non producono in generale microsismi quando si trovano su terra* Le poche eccezioni col centro della Penisola Scandinava, sull'Italia e sulla Dobrugia nel periodo invernale, sull'Islanda e Irlanda nelle altre stagioni non si possono considerare in contrasto con queste conclusioni, in quanto i bordi della zona di minimo dell'area depressionaria si trovano in ogni caso sul mare.

Più incerto è il caso dei due centri sulla Finlandia e sulla Carelia (*fig. 1*), perché i microsismi non sono nettamente individuabili; può però anche darsi che la natura speciale del suolo formi un sistema più facilmente eccitabile (tale è forse anche la Valle Padana), secondo quanto ammette la teoria di Press ed Ewing (1948), già sopra menzionata e su cui più avanti ritorneremo.

Dall'esame delle *figg. 1 e 2* ricaviamo inoltre le seguenti conclusioni:

a) il periodo è parzialmente funzione della distanza, se i microsismi si propagano in terra; non ne sembra dipendere invece per quella parte del tragitto che separa il centro del ciclone dalla terra ferma.

La prima affermazione risulta dal fatto che a Trieste i microsismi aventi l'origine nell'Oceano Atlantico, nel Mare del Nord e nel Mar Baltico hanno periodo non inferiore a 4 sec, mentre i microsismi con origine nel Mediterraneo non superano mai i 3 sec di periodo. Ciò è in accordo con la teoria e le osservazioni sulla propagazione delle onde superficiali, per le quali l'assorbimento cresce rapidamente con la frequenza, e quindi (ed a causa della dispersione) il periodo che esse presentano aumenta col crescere della distanza epicentrale.

La seconda affermazione risulta dal fatto che una differenza anche di 2000 km di mare nella distanza da Trieste non influisce sensibilmente nel periodo dei microsismi: nel Mediterraneo, si sono trovati microsismi con 2 sec di periodo per cicloni sia nell'Alto Adriatico che presso Gibilterra e presso l'Egitto; analogamente si hanno microsismi con periodo di 4 e 6 sec sia nel Mare del Nord che a Nord dell'Islanda. Invece l'esperienza insegna che per un aumento di 2000 km della distanza in terra l'aumento del periodo delle onde superficiali con periodi dell'ordine di grandezza di quelli dei microsismi qui considerati, è all'incirca di 2-6 sec.

Questa constatazione può essere di fondamentale importanza per le ipotesi sulla genesi e propagazione dei microsismi, perché sembrerebbe dimostrare che *essi non si trasmettono dal centro del ciclone sul fondo, per poi raggiungere la terra ferma lungo il fondo stesso*, perché in

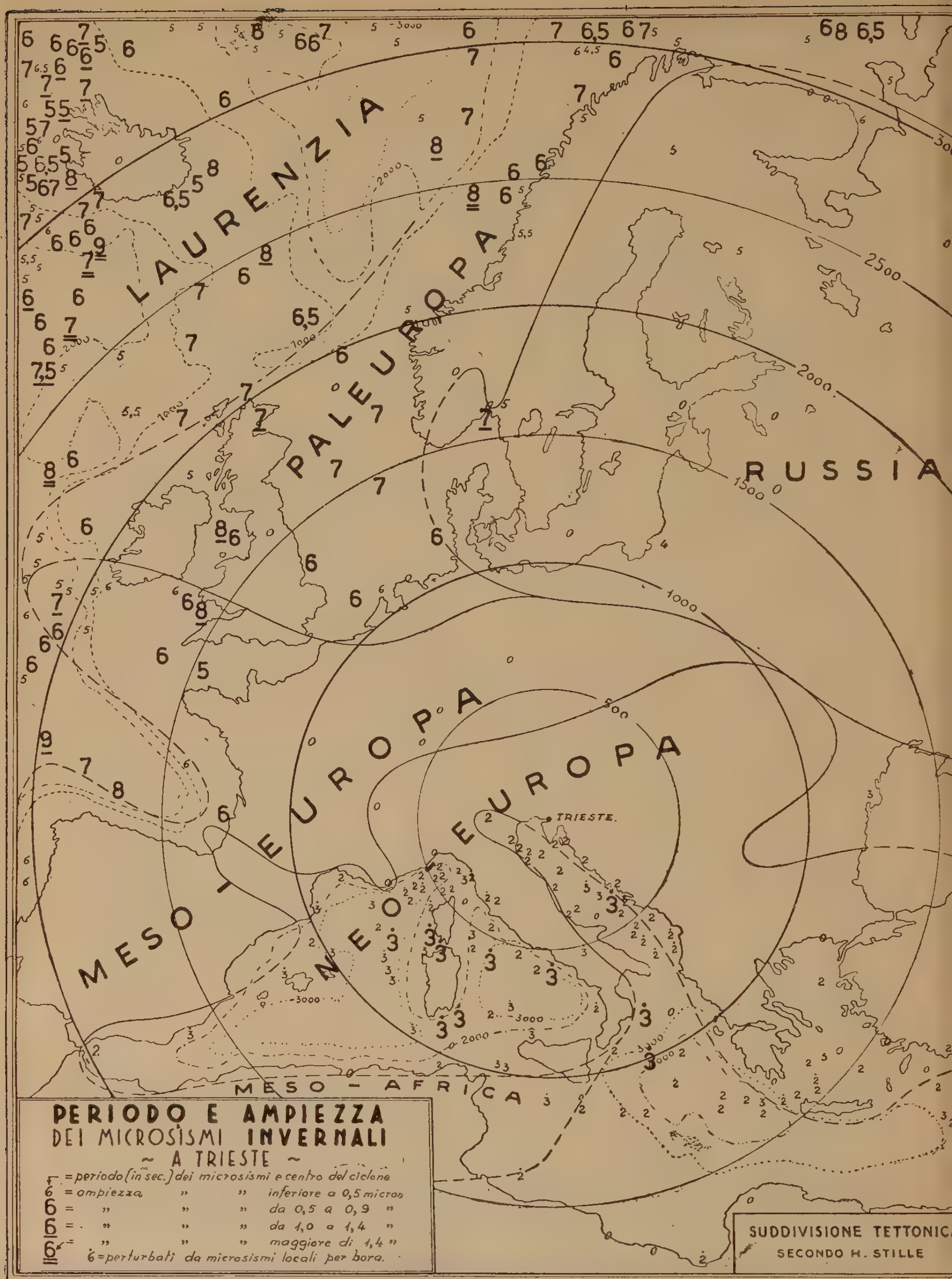

LAURENZIA
PALEUROPA
RUSSIA
MESO EUROPA
NEO EUROPA
MESO - AFRICA
TRIESTE
PERIODO E AMPIEZZA
DEI MICROSISMI INVERNALI
~ A TRIESTE ~
= periodo (in sec.) dei microsismi e centro del ciclone
6 = ampiezza " " inferiore a 0,5 micron
6 = " " " da 0,5 a 0,9 "
6 = " " " da 1,0 a 1,4 "
6 = " " " maggiore di 1,4 "
6 = perturbati da microsismi locali per bora.
SUDDIVISIONE TETTONICA
SECONDO H. STILLE

Fig. 1

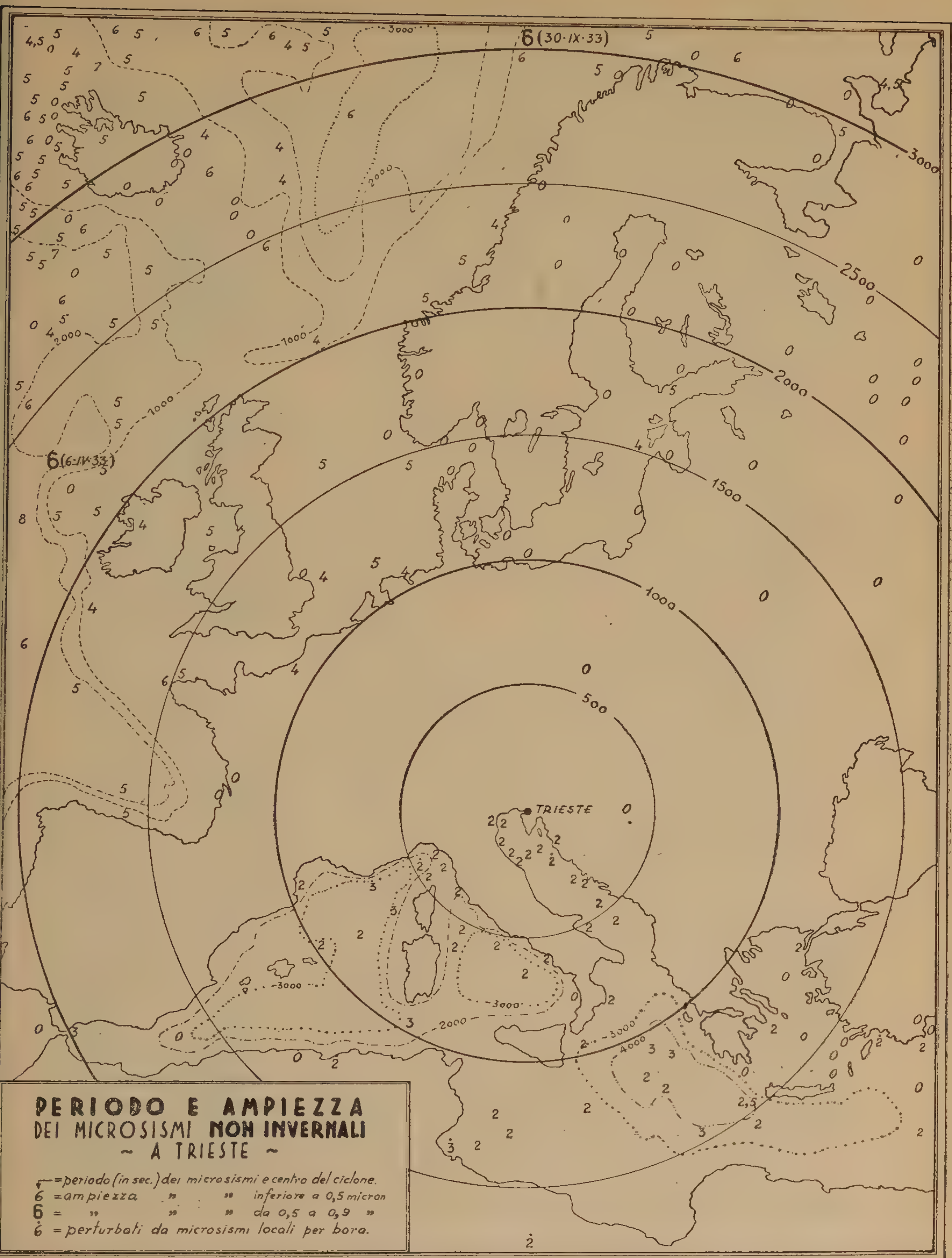

TRIESTE
6 (30·IX·33)
6 (6·IV·33)
500
1000
1500
2000
2500
3000
PERIODO E AMPIEZZA
DEI MICROSISMI NON INVERNALI
~ A TRIESTE ~
= periodo (in sec.) dei microsismi e centro del ciclone.
6 = ampiezza " " inferiore a 0,5 micron
6 = " " " da 0,5 a 0,9 "
6 = perturbati da microsismi locali per bora.

Fig. 2

questo caso il periodo dovrebbe essere una funzione sensibile della distanza anche per il tragitto in mare.

b) *Il periodo è collegato con l'ampiezza dei microsismi.* Specialmente la *fig. 1*, dove le variazioni di ampiezza sono più notevoli, dimostra questo asserto: nel Mare del Nord e nell'Atlantico, quasi tutti i periodi maggiori (di 8 e 9 sec) si hanno quando l'ampiezza dei microsismi registrati a Trieste è non inferiore a 1 micron.

Probabilmente entrambi sono effetti di una stessa causa.

c) In qualche caso, *il periodo dei microsismi sembra dipendere dall'area del ciclone.* Ciò risulta dal confronto delle *figg. 1* e *2* con le *figg. 7* e *8*, rispettivamente. Ma questa relazione non è ben provata, ed ha bisogno di ulteriori conferme.

d) *Il periodo dei microsismi non sembra dipendere dalla profondità del mare in prossimità del centro del ciclone.*

e) *Il periodo dei microsismi non presenta alcuna particolare relazione diretta con la struttura tettonica generale.* Ciò risulta evidente dalla *fig. 1*, dove è riportata anche nelle sue linee generali la suddivisione tettonica dell'Europa secondo H. Stille (Kober 1942).

B) *Forma.* — La forma dei microsismi dipende naturalmente dal periodo, dall'intensità e dalle diverse onde di cui essi sono la risultante. E' quindi ovvio che le diversità nella distanza e nella natura degli strati attraversati giuochino un ruolo fondamentale nella determinazione della forma dei microsismi. Su questa poi devono anche influire sensibilmente le diversità delle condizioni all'origine. In conclusione, era da prevedere *un aspetto caratteristico diverso per i microsismi a seconda delle diverse zone di provenienza.*

Poiché l'individuazione di questo aspetto caratteristico può avere importanza per una immediata determinazione approssimata, con i dati di una sola stazione, della zona in cui il ciclone si sta sviluppando, e successivamente può eventualmente consentire di seguirne gli spostamenti attraverso i cambiamenti di forma (elementi che possono riuscire preziosi per la previsione del tempo); e poiché d'altra parte esiste la possibilità, per lo meno teorica, di risalire da questa diversità di caratteristiche alle diversità geologiche, strutturali e di genesi sopra menzionate. abbiamo cercato di individuare queste caratteristiche di forma per i microsismi registrati a Trieste.

A tal fine, ogni qual volta i microsismi registrati non presentavano dubbi sulla loro origine. ne veniva prelevato un campione,

Quadro 1

Aspetto caratteristico dei microsismi registrati a Trieste per depressioni sul mare:

1	Alto Adriatico	(15.3.1937 - 1.58)
2	Basso Adriatico	(23.2.1937 - 4.58)
3	Ionio	(1.5.1937 - 5.12)
4	Tirreno	(30.3.1937 - 1.04)
5	Ligure	(17.2.1937 - 0.58)
6	Golfo di Marsiglia	(13.3.1937 - 2.55)
7	Mediterraneo occid.	(5.3.1937 - 3.55)
8	Medit. a Sud della Sicilia	(13.5.1937 - 5.01)
9	Egeo *N. B. - Quelli a periodo brevissimo!*	(13.1.1937 - 5.58)
10	Golfo di Guascogna	(27.1.1937 - 11.15)
11	Mar Baltico	(22.2.1937 - 2.44)
12	a W dell'Irlanda	(24.1.1937 - 7.42)
13	presso l'Islanda	(12.1.1934 - 19.43)
14	a N della Norvegia	(14.2.1933 - 6.15)
15	a W della Norvegia	(9.2.1933 - 10.06)
16	a N dello Jutland	(8.2.1934 - 2.48)
17	Mare del Nord	(16.3.1934 - 14.39)

N. B.: Il minuto indicato è quello centrale. Per ogni esempio la componente superiore è quella N-S, l'inferiore la E-W; per i nn. 14 e 15 manca la comp. E-W.

nel punto dove si poteva ritenere che le caratteristiche cercate risultassero più distintamente. Nel *Quadro 1* abbiamo riportato un esempio per ogni categoria di campioni raccolti.

Oltre alle osservazioni già menzionate in *A*) a proposito dei periodi, ed a quelle che seguiranno in *C*) a proposito dell'ampiezza — confermate dagli esempi riportati nel Quadro 1 — riteniamo giustificato affermare che, per le registrazioni a Trieste, risultano individuati i seguenti gruppi caratteristici di microsismi:

I. *Gruppo mediterraneo*, con i seguenti tipi:

a) *Adriatico* (1-2). Risultano costituiti da onde con notevoli differenze di periodo, specie sulla comp. E-W: conformemente al fatto che la breve distanza non consente un assorbimento sufficientemente selettivo.

b) *Ligure-Tirreno* (4-5). La stessa osservazione come sopra, meno accentuata; periodo leggermente minore: come se lungo il cammino i periodi brevi venissero assorbiti meno che non nel caso precedente.

c) *Ionio-Mediterraneo centr.-Egeo* (3-8-9). In generale periodo e ampiezza eccezionalmente piccoli: come se qualche causa si opponesse alla formazione dei microsismi in queste zone, o alla loro propagazione verso Trieste.

Riteniamo che probabilmente entrambe le cause sussistono: la prima, soprattutto per l'intensità generamente piccola dei cicloni che si formano in queste zone; la seconda, probabilmente per qualche caratteristica della crosta terrestre fra l'origine e Trieste, da cui consegua un forte assorbimento.

d) *Mediterraneo occid.* (6-7). Aspetto già più regolare e periodo leggermente maggiore dei tipi precedenti.

II. *Gruppo settentrionale*, caratterizzato da treni d'onde smorzati con periodo e ampiezza in generale notevolmente maggiori di quelli del gruppo mediterraneo, onde di tipo sinusoidale regolari con periodo poco variabile: conseguenze queste dell'assorbimento, oramai completo per i periodi minori; della firmo-viscosità, che com'è noto, tende a trasformare gli impulsi irregolari in onde regolari a carattere sinusoidale; e del particolare meccanismo della genesi (v. § 5). I tipi si riducono ai seguenti:

e) *Atlantico* (10-12-13-14-15). Il tipo è unico per un'estensione notevole, corrispondente in linea di massima al blocco della Lau-

renzia (v. *fig. 1*). La maggiore regolarità si ha per le onde a W dell'Irlanda (12) ed a W della Norvegia (15).

f) *Mare del Nord* (16-17). Periodi leggermente minori dei precedenti; treni d'onda in generale regolari, uniformi e poco smorzati.

g) *Baltico* (11). Ampiezza sempre esigua e periodo minimo fra quelli di questo gruppo, corrispondentemente al fatto che i cicloni arrivano sul Baltico generalmente dopo aver perduto la maggior parte della loro intensità, ed al fatto che si tratta di un mare chiuso, con profondità esigua.

In conclusione, riteniamo consigliabile continuare, con più ampio materiale di osservazione, nello studio dettagliato delle caratteristiche dei diversi tipi, per i motivi sopra esposti.

C) Ampiezza. — Essendo oramai ampiamente dimostrato che i microsismi hanno origine dai cicloni, resta da vedere anzitutto quale elemento con questi connesso è la causa dei microsismi. Abbiamo perciò pensato che un contributo essenziale sarebbe stato apportato qualora si fossero individuati almeno gli elementi del ciclone che influiscono sull'ampiezza dei microsismi.

A tal fine, abbiamo confrontato separatamente con l'ampiezza dei microsismi registrati a Trieste:

a) *La profondità del ciclone.* L'esame della *fig. 3* rivela chiaramente che, *in generale, l'ampiezza dei microsismi dipende dalla profondità del ciclone.* Ciò risulta dal periodo invernale, perché in esso i cicloni sono molto più intensi; e in particolare per i cicloni atlantici, che sono quelli che raggiungono i minimi più notevoli. Nelle altre stagioni (*fig. 4*) i minimi non raggiungono gli elevati valori invernali, e la corrispondenza non si manifesta.

Ma risulta anche evidente dalla *fig. 3*, come del resto era da aspettarsi, che l'ampiezza dei microsismi non dipende *solamente* dalla profondità; in particolare, *i cicloni molto profondi producono quasi sempre microsismi molto intensi,* tranne nei casi in cui si trovano molto prossimi alla costa (v. Norvegia sett. e Inghilterra merid.); ma esistono dei casi di microsismi molto intensi senza che la profondità del ciclone sia notevole (v. per es. a SW dell'Irlanda).

Piuttosto però che con la profondità del ciclone, era da prevedere che l'ampiezza dei microsismi risultasse in stretta relazione con un altro elemento strettamente collegato con la profondità stessa:

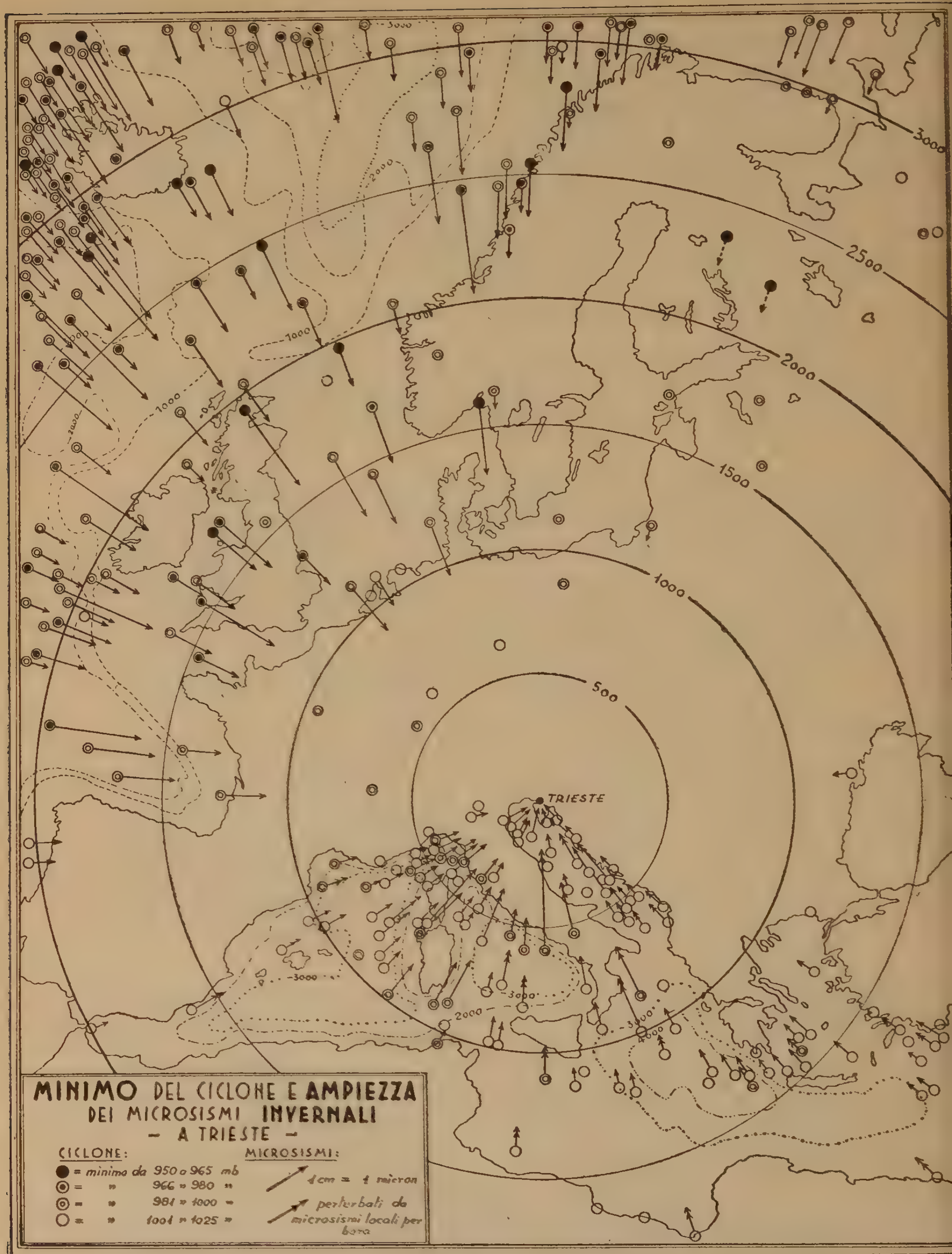
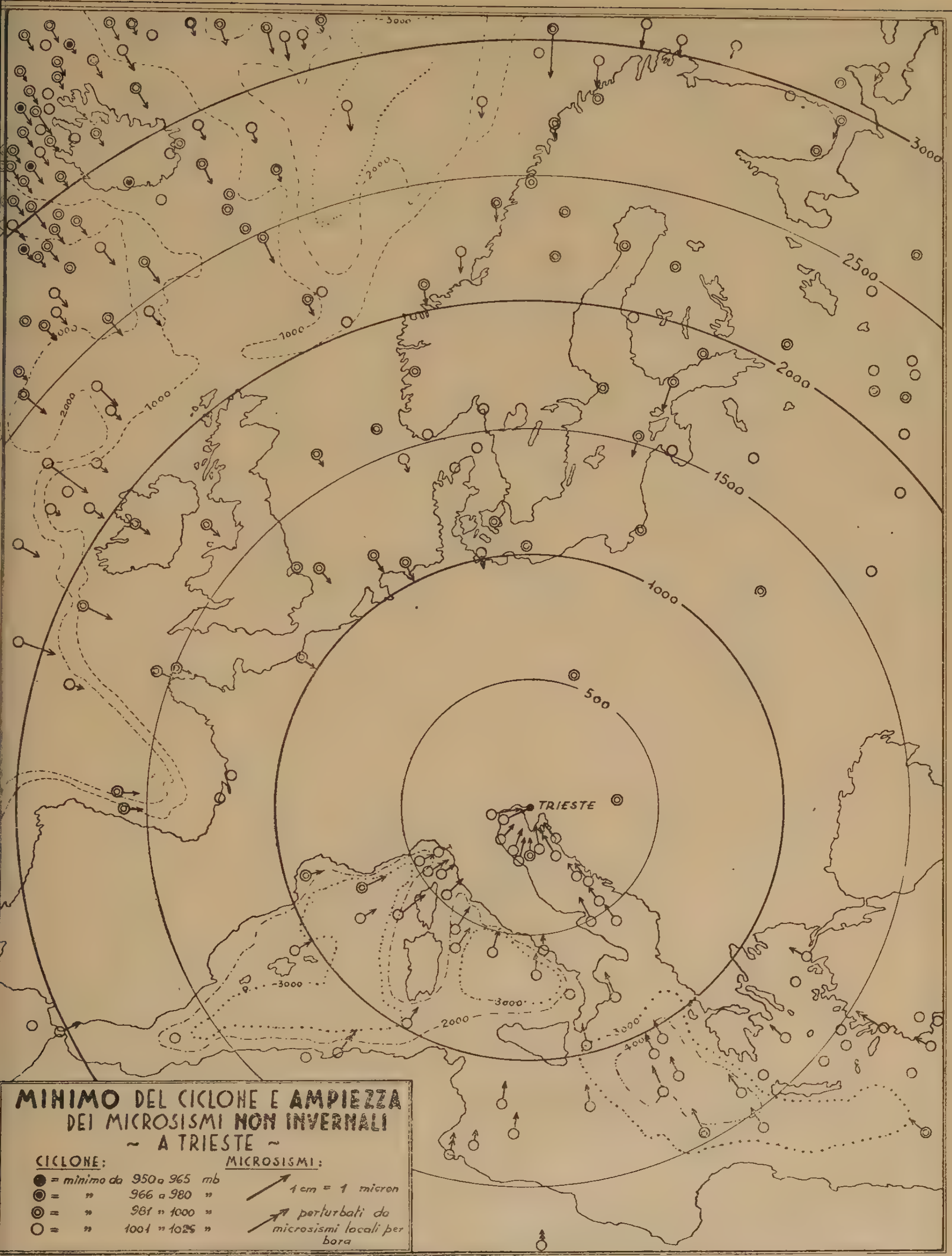

MINIMO DEL CICLONE E AMPIEZZA
DEI MICROSISMI INVERNALI
– A TRIESTE –
CICLONE:
= minimo da 950 a 965 mb
= » 966 » 980 »
= » 981 » 1000 »
= » 1001 » 1025 »
MICROSISMI:
1 cm = 1 micron
perturbati da microsismi locali per bora
TRIESTE
500
1000
1500
2000
2500
3000

Fig. 3



MINIMO DEL CICLONE E AMPIEZZA
DEI MICROSISMI NON INVERNALI
~ A TRIESTE ~
CICLONE:
= minimo da 950 a 965 mb
= " 966 a 980 "
= " 981 " 1000 "
= " 1001 " 1025 "
MICROSISMI:
1 cm = 1 micron
perturbati da microsismi locali per bora
TRIESTE
500
1000
1500
2000
2500
3000

Fig. 4

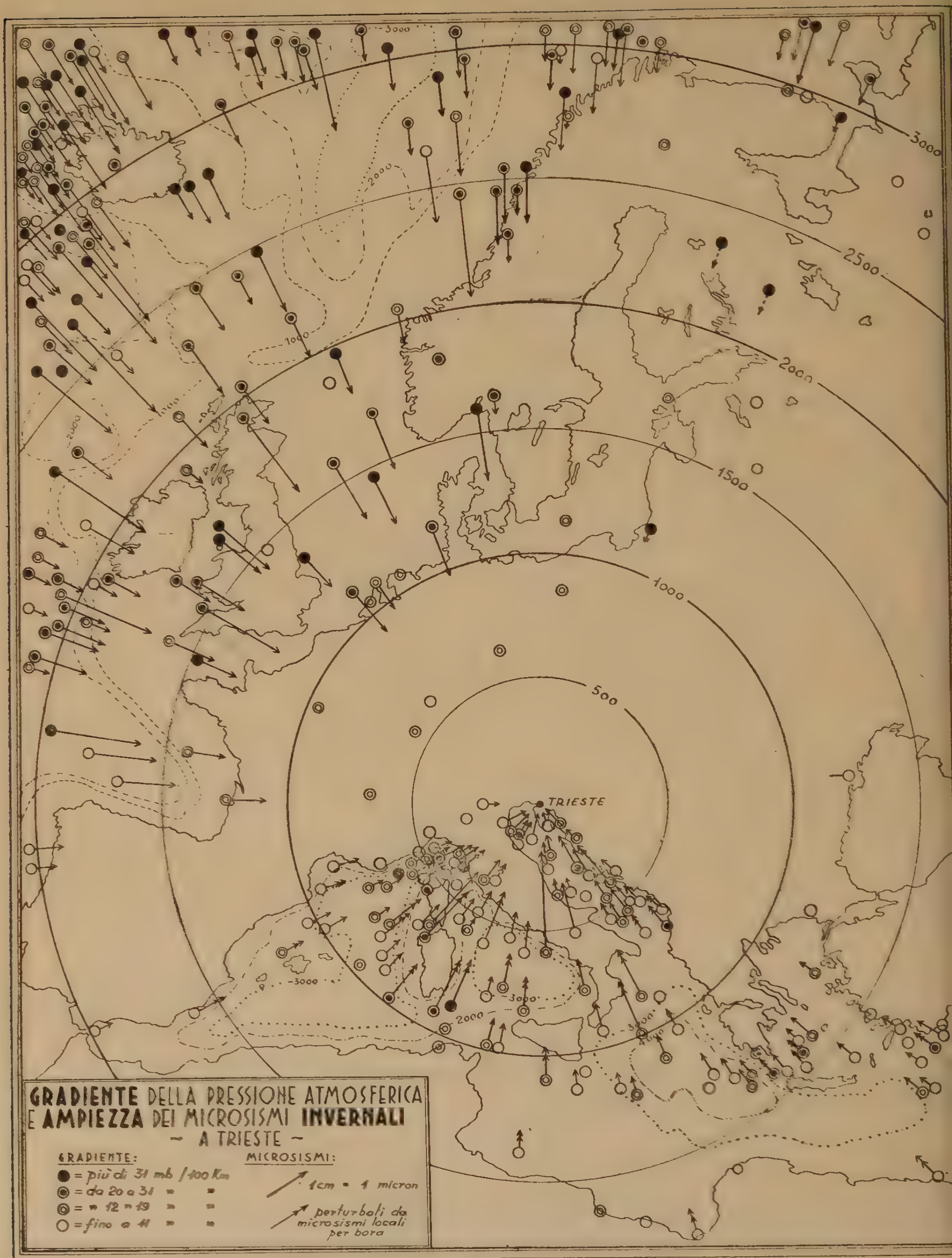

GRADIENTE DELLA PRESSIONE ATMOSFERICA
E AMPIEZZA DEI MICROSISMI INVERNALI
~ A TRIESTE ~
GRADIENTE:
= più di 31 mb / 100 Km
= da 20 a 31 » »
= » 12 » 19 » »
= fino a 11 » »
MICROSISMI:
1cm = 1 micron
perturbati da microsismi locali per bora
TRIESTE
500
1000
1500
2000
2500
3000

Fig. 5


GRADIENTE DELLA PRESSIONE ATMOSFERICA
AMPIEZZA DEI MICROSISMI NON INVERNALI A TRIESTE
GRADIENTE:
= più di 31 mb / 100 Km.
= da 20 a 31 " "
= " 12 " 19 " "
= fino a 11 " "
MICROSISMI:
1 cm = 1 micron
perturbati da microsismi locali per bora
TRIESTE
500
1000
1500
2000
2500
3000
4000

Fig. 6

b) *Il gradiente della pressione atmosferica.* Qui la corrispondenza con l'ampiezza dei microsismi è ottima, come risulta dalla *fig. 5,* soprattutto dai cicloni atlantici (per quanto si è sopra detto): *ogni ciclone con gradiente non inferiore a 20 mb/100 km produce d'inverno microsismi intensi* (cioè con ampiezza maggiore di 0,5 micron a Trieste; eccezione solo a SW dell'Irlanda), e *viceversa quasi tutti i microsismi di ampiezza notevole sono originati da cicloni col gradiente non inferiore a quello indicato.* Nelle altre stagioni invece (*fig. 6*) anche un gradiente forte non riesce a provocare microsismi intensi: segno questo che, oltre al gradiente, deve influire probabilmente anche la temperatura.

Conseguenza immediata del gradiente di pressione è la *velocità del vento,* ma non abbiamo potuto constatare una stretta relazione con l'ampiezza dei microsismi, probabilmente perché in generale mancano misurazioni dirette nella zona di minimo del ciclone, quando esso è sul mare (condizione questa, come abbiamo visto, necessaria per la genesi dei microsismi).

Invece collegata solo entro certi limiti col gradiente di pressione è:

c) *L'estensione della regione di minimo del ciclone.* L'idea sorta all'inizio del lavoro, che cioè un'area di minimo ristretta favorisse l'aumentare dell'ampiezza dei microsismi, non è stata confermata dai dati successivi. Anzi, dalla *fig. 7* risulta che d'inverno i microsismi più intensi si hanno da cicloni con vasta area di minimo. Come era da attendersi, l'inverso non è valido: cioè, una vasta area depressionaria non è affatto motivo perché si debbano avere microsismi intensi. Nelle stagioni non invernali (*fig. 8*) non si può dedurre alcuna correlazione.

In conclusione, riteniamo si possa accettare come sufficientemente dimostrata (almeno per i cicloni non mediterranei) *la dipendenza dell'intensità dei microsismi dal gradiente di pressione in prossimità del centro del ciclone, e (quindi) dal valore del minimo del ciclone; l'estensione della sua area può contribuire d'inverno ad aumentare l'intensità (e forse anche il periodo) dei microsismi.*

Le correlazioni col fronte freddo sono in corso di studio.

5. — *Cause dei microsismi di lontana origine.*

Per una più proficua discussione sulle cause dei microsismi, riassumiamo nel seguente modo le cognizioni che si possono considerare sicuramente dimostrate:

condizione necessaria per la genesi dei microsismi di lontana origine è che, sul mare, si formi un ciclone; la condizione non è però sufficiente, perché *occorre che il ciclone sia sufficientemente intenso, specie se in stagioni diverse dall'inverno*, cioè che il gradiente di pressione in prossimità della sua area centrale sia tale da provocare sulla superficie del mare *oscillazioni di pressione* sufficientemente intense. Questo effetto è particolarmente sensibile d'inverno, e può risultare aumentato dall'estendersi dell'area sulla quale le oscillazioni atmosferiche si manifestano.

Poiché l'energia disponibile nel centro del ciclone si traduce nell'energia dinamica delle masse d'aria in movimento, l'ipotesi fino ad oggi più plausibile e generalmente ammessa è che l'effetto sia esclusivamente dovuto all'urto di queste masse contro il mare; effetto che i più erano concordi nell'ammettere fosse quello delle onde marine, dividendosi poi in due categorie per quanto riguardava la propagazione al suolo;

i primi (Wiechert, Gutenberg, e scuola tedesca) ammettevano che la propagazione fosse dovuta all'urto delle onde contro le coste, specialmente rocciose; questa ipotesi è stata confutata da Whipple e altri, i quali hanno dimostrato fra l'altro come le onde elastiche di alta frequenza prodotte dall'urto delle onde marine contro le rocce non potrebbero combinarsi in modo da produrre le oscillazioni relativamente lente dei microsismi; se mai, l'urto delle onde può essere la causa di microsismi *locali*, di cui parleremo più avanti; la stessa osservazione vale per l'urto del *vento* contro le montagne, cui si oppone anche il fatto che manchino microsismi di lontana origine quando il ciclone è su terra;

i secondi (Banerj, ecc.) ammettevano l'azione diretta sul fondo delle differenze di pressione dovute alle onde marine; questa ipotesi dovrebbe cadere anche, quando si consideri che le variazioni di pressione dovute alle onde marine non sono più sensibili già a 50-60 m, probabilmente anche tenendo conto della viscosità, e quando si tenga conto della conclusione di cui al § precedente, *A*), *a*).

Una recente pubblicazione dello Zanon (1948), che dimostra, sulla base delle registrazioni a Venezia di un *microbarografo Alfani*, come pulsazioni atmosferiche a breve periodo (dell'ordine di 1 sec) si sviluppino nell'interno di un ciclone, e si propaghino nell'aria a grandi distanze, sembrerebbe confermare l'ipotesi del Gherzi (1932) e a., secondo i quali sono le pulsazioni atmosferiche la causa prin-

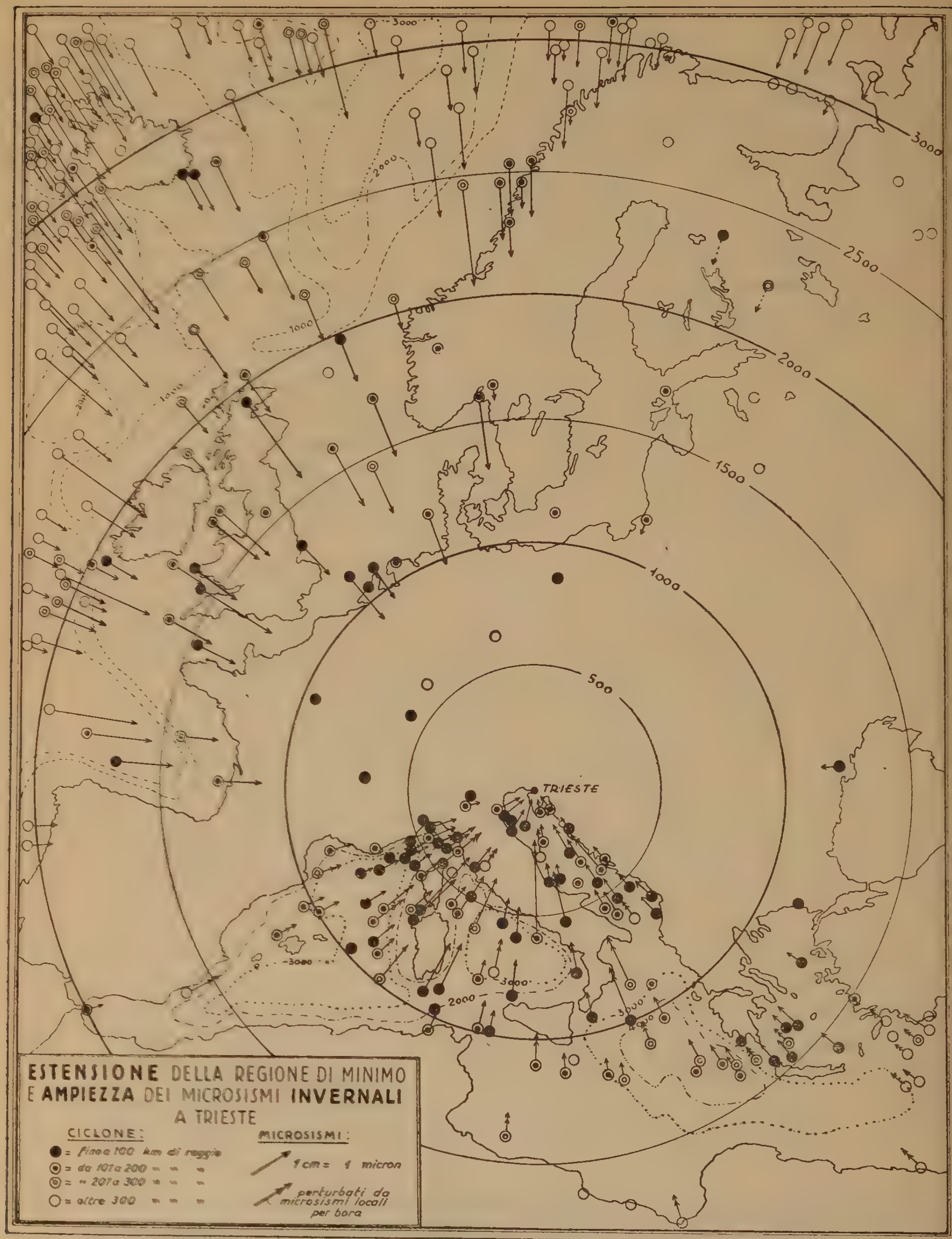

ESTENSIONE DELLA REGIONE DI MINIMO
E AMPIEZZA DEI MICROSISMI INVERNALI
A TRIESTE
CICLONE:
= fino a 100 km di raggio
= da 101 a 200 " " "
= " 201 a 300 " " "
= oltre 300 " " "
MICROSISMI:
1 cm = 1 micron
perturbati da microsismi locali per bora
TRIESTE
500
1000
1500
2000
2500
3000

Fig. 7

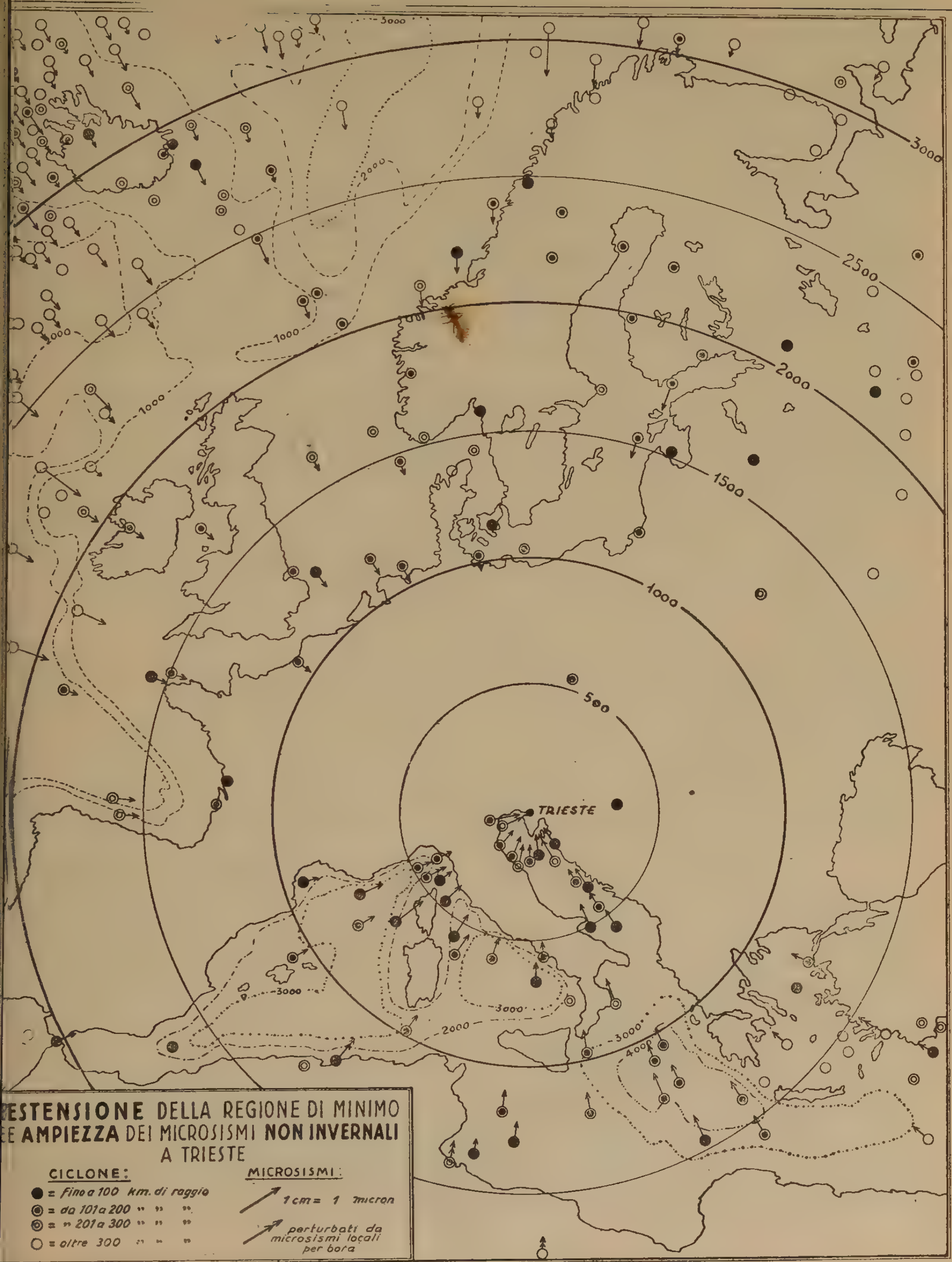

ESTENSIONE DELLA REGIONE DI MINIMO
E AMPIEZZA DEI MICROSISMI NON INVERNALI
A TRIESTE
CICLONE:
= fino a 100 km. di raggio
= da 101 a 200 " " "
= " 201 a 300 " " "
= oltre 300 " " "
MICROSISMI:
1 cm = 1 micron
perturbati da microsismi locali per bora
TRIESTE
500
1000
1500
2000
2500
3000

Fig. 8

cipale dei microsismi. Osserviamo però che lo stesso effetto dovrebbe manifestarsi su terra, in particolare quando il centro del ciclone passa nelle vicinanze della stazione: il che, come abbiamo visto sopra, non avviene. Per cui questa causa è necessaria, ma non sufficiente.

Menzioniamo ora i risultati di uno studio (Morelli, 1948) su alcune esplosioni di mine subacquee nel Golfo di Trieste: simili esplosioni generano nel mare onde longitudinali di notevole intensità, il cui urto contro la costa o contro il fondo del mare dà origine — secondo quanto vedremo fra poco — a onde sinusoidali del tipo delle onde cosiddette di Rayleigh.

Questi risultati confermano pienamente quanto previsto da Press ed Ewing (1948), i quali hanno sviluppato una teoria sulla propagazione delle onde elastiche nel sistema costituito dall'acqua e dal fondo, ampliando la teoria di Pekeris sulla propagazione del suono in due strati liquidi, dopo che il Pekeris stesso aveva dimostrato che la sua teoria spiegava pienamente la maggior parte delle caratteristiche osservate da Ewing e Worzel per le onde sonore prodotte da esplosioni in acque poco profonde. La teoria di Press ed Ewing prevede appunto l'esistenza *di un sistema d'onde costituito da onde del tipo cosiddetto di Rayleigh sulla superficie del fondo e di onde longitudinali più volte riflesse (totalmente), fra le quali si esercita interferenza positiva.*

La propagazione delle onde elastiche di un simile sistema è dispersiva. In un punto sufficientemente distante i periodi predominanti saranno quelli associati con valori stazionari della velocità di gruppo: ciò viene appunto dimostrato dalle esplosioni in acque poco profonde (*fig.* 9). *Così, ogni perturbazione non periodica, come per es. un'esplosione nell'acqua, o una forza impulsiva applicata alla superficie dell'acqua su un'area sufficientemente estesa, si presenterà dopo essersi propagata in acqua profonda, sotto forma di treni d'onde sinusoidali oscillanti con periodi corrispondenti a valori stazionari della velocità di gruppo.* Questi periodi dipenderanno dalla profondità dell'acqua e dalle proprietà elastiche del fondo.

La teoria di Press ed Ewing prevede anche per i microsismi con brevi tragitti in acqua profonda un carattere di minore regolarità ed una gamma di periodi maggiore rispetto ai microsismi con lunghi tragitti in acque profonde: secondo quanto appunto abbiamo detto nel § precedente, parlando della forma dei microsismi.

La teoria non è stata ancora sviluppata per quanto riguarda il

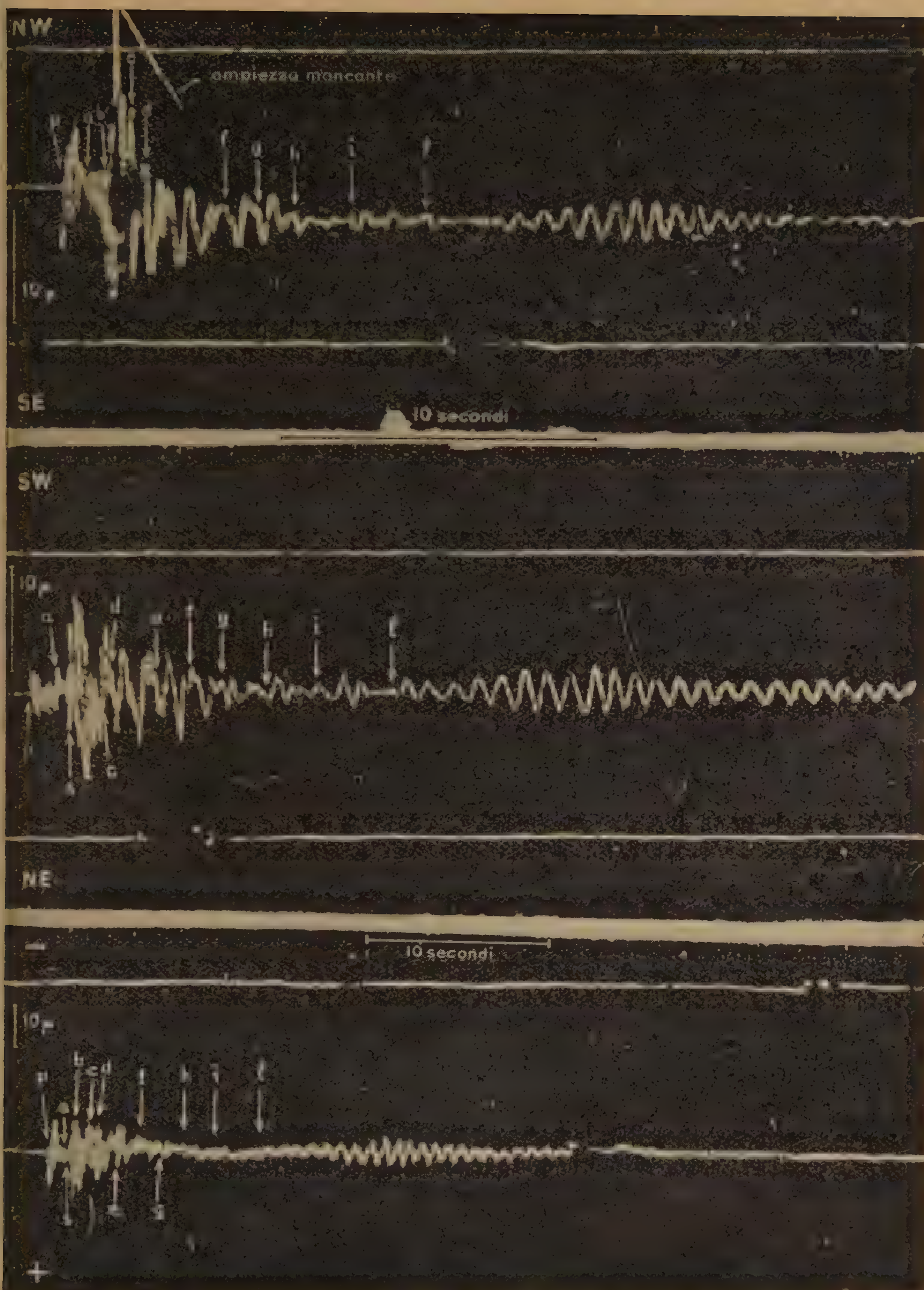


Fig. 9

Sismogramma di un'esplosione di mina subacquea nel Golfo di Trieste, a 5450 m, h = 19 m, dal quale risulta il caratteristico treno d'onde sinusoidali smorzate risultante per interferenza da periodi molto prossimi, corrispondenti al valore minimo della velocità di gruppo (2.5.1947-9.08).

passaggio di energia al bordo continentale, ma si può ammettere per ora intuitivamente che quando il sistema d'onde di cui sopra raggiunge la superficie inclinata o verticale che delimita il continente, dà origine a onde elastiche di tutti i tipi: saranno però le onde superficiali dello stesso periodo delle onde incidenti a ricevere la parte maggiore dell'energia di queste. Ritorneremo sull'argomento del § seguente.

Qui riteniamo di concludere col seguente schema relativo alla genesi e propagazione dei microsismi, che tiene conto degli elementi finora accertati e che sembra costituire l'*ipotesi di lavoro* oggi più conveniente:

I microsismi di lontana origine sono generati nei cicloni sul mare, probabilmente da brusche variazioni della pressione atmosferica o dalle pulsazioni atmosferiche o dall'urto di masse d'aria contro la superficie del mare (in caso di cicloni violenti, tutte queste cause sono verosimilmente attive); *gli impulsi atmosferici si traducono in onde longitudinali nell'acqua e nel conseguente sistema di onde elastiche secondo la teoria di Press ed Ewing, dal quale si generano sulla terraferma le onde del tipo cosiddetto di Rayleigh.*

Questa ipotesi rende ragione della maggior parte delle correlazioni messe in evidenza nel § precedente, sia per quanto riguarda il periodo, che la forma e l'intensità.

6. — *Natura fisica dei microsismi di lontana origine.*

In uno studio (Morelli, in corso di pubblicazione) sulla cosiddetta fase principale dei terremoti lontani, siamo pervenuti alle seguenti conclusioni:

a) Le onde costituenti la cosiddetta fase principale di un sismogramma risultano dalla composizione di (almeno due) onde differenti aventi periodi anche sensibilmente diversi fra loro; di queste, la componente a periodo maggiore è generalmente un'onda di Love, cioè tangenziale trasversale, che persiste pure nella fase massima per un certo tratto, che può anche essere molto lungo; anche le altre componenti hanno però un carattere predominante trasversale.

b) La particella sollecitata da queste onde descrive in generale delle ellissi nel piano verticale, come vuole la teoria, ma anche nel piano orizzontale; le direzioni degli assi maggiori di queste ellissi non rimangono però costanti, ma variano, e non sempre nello

stesso verso; il rapporto fra lo spostamento verticale e quello orizzontale è variabile, e in ogni caso inferiore al valore teorico di 1,46 previsto dalla teoria (per il valore 0,25 del coefficiente di Poisson).

Sicché le onde previste dalla téoria di Rayleigh non si troverebbero « pure » nella fase principale di un terremoto lontano neppure come onde componenti. Ma non era questa la conclusione che ora ci interessa, bensì il fatto che *i caratteri sopra descritti in* b) *per le onde della fase principale, sono stati da noi trovati anche nei microsismi: in particolare, l'oscillazione per ellissi, la rotazione dell'asse maggiore di queste, l'inversione del verso di rotazione, ecc.* (v. anche Krug, 1937).

Nella *fig. 10* è rappresentato schematicamente l'andamento della rotazione del vettore orizzontale del moto di una particella per effetto di microsismi.

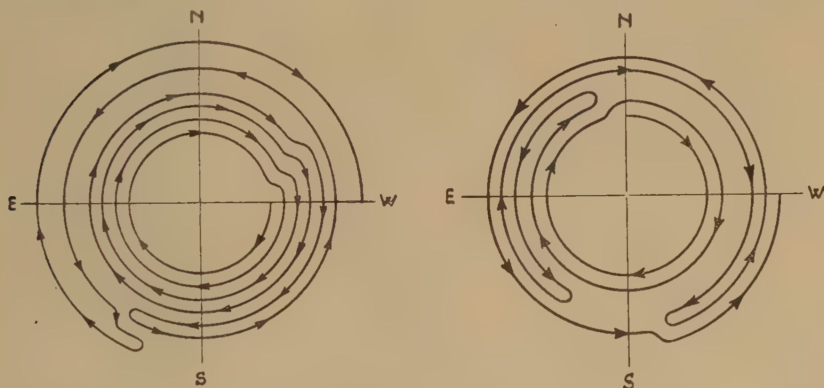


Fig. 10

Schema della rotazione nel vettore orizzontale dello spostamento della particella del suolo sotto l'azione di microsismi (*a sinistra*: 23. I. 1937, dalle 23.49 alle 24.10, ciclone a N dell'Islanda; *a destra*: 4. I. 1937, dalle 22.59 alle 23.20, ciclone a W dell'Inghilterra).

Figure analoghe erano state ottenute per la fase massima di un terremoto lontano anche dal Pannocchia (1941).

Sono così giustificate le affermazioni sulla natura fisica dei microsismi anticipate nel § precedente.

7. — *Microsismi di origine locale.*

Intendiamo come tali quelli dovuti a cause locali, che investono quindi zone limitate, con intensità che può essere anche notevole al

centro, ma che va rapidamente estinguendosi con la distanza. A differenza degli altri microsismi prima considerati, questi interessano soltanto gli strati superficialissimi della crosta terrestre, e lo sviluppo di energia rispetto ai precedenti, è minimo. Nel *Quadro 2* riportiamo alcuni esempi di microsismi di questa natura.

I più interessanti sono quelli *dovuti al vento*, ed in particolare alla *bora* (v. *Quadro 2, I*), il caratteristico vento da ENE, a raffiche, che investe spesso Trieste con grande intensità. L'urto del vento contro gli ostacoli del terreno provoca le oscillazioni di questo; mentre quelle a brevissimo periodo vengono rapidamente smorzate, quelle a periodo maggiore possono propagarsi a distanze più grandi (ma sempre limitate), ed in particolare essere registrate, anche per quanto si è detto sopra (§ 3) sulla natura del sottosuolo alla Stazione Sismica di Trieste; ma l'aspetto rimane irregolare, in conseguenza appunto del carattere irregolare della causa e della sua vicinanza dalla Stazione.

Osserviamo intanto subito che *non sono stati finora riscontrati microsismi con bora a meno di 25 km/ora*: ciò dimostra, come del resto era intuitivo, che perché microsismi di vento si manifestino, è necessario che esso raggiunga una data intensità, che dipende anche dalla natura del vento e dalla sua direzione.

Aumentando l'intensità del vento, cresce proporzionalmente l'intensità dei microsismi. Al *n*. 7 del *Quadro 2* sono riportati i microsismi generati da bora a 110 km/ora, una delle maggiori velocità finora registrate a Trieste: si vede chiaramente l'effetto dell'intensità del vento *sull'ampiezza* dei microsismi (che è di ben 1,5 μ, la più forte finora osservata per cause locali), ma anche — e ciò conferma quanto abbiamo detto sopra al § 4, *A*) — *sul periodo*. Si potrebbe pensare che la maggiore intensità del vento metta in oscillazione parti più estese, e probabilmente anche più profonde, degli strati superficialissimi, e che queste abbiano quindi un maggiore periodo di oscillazione proprio.

Passando agli altri venti, notiamo per es. che lo *scirocco* (n. 8), che per Trieste è pure un vento proveniente da terra, produce a parità di velocità con la bora (n. 3) microsismi leggermente inferiori in ampiezza sulla comp. E-W, ma ben maggiori sulla comp. N-S, in concordanza con la direzione di provenienza di questo vento (SE),

QUADRO 2

Microsismi dovuti a cause locali.

I. Bora

1	raffiche a 30 km/ora	(11.7.1937 - 12.01)
2	» » 48 »	(2.1.1934 - 12.02)
3	» » 55 »	(1.1.1934 - 15.23)
4	» » 70 »	(16.1.1934 - 16.03)
5	» » 78 »	(13.1.1934 - 18.17)
6	» » 105 »	(3.2.1934 - 6.56)
7	» » 110 »	(21.2.1933 - 9.10)

II. Altri venti

8	Scirocco: raffiche a 57 km/ora	(12.3.1937 - 12.44)
9	Libeccio: raffiche a 22 km/ora	(23.3.1937 - 2.05)

III. Temporale

10	con vento da E raffiche a 12 km/ora	(8.7.1937 - 3.59)
11	con vento da ENE (bora) raffiche a 25 km/ora	(9.7.1937 - 10.02)

N. B.: Il minuto indicato è quello centrale. Per ogni esempio la componente superiore è quella N-S, l'inferiore la E-W; per il n. 5 manca la comp. E-W.

che rispetto alla bora ha una più forte componente in direzione N-S.

Invece il *libeccio*, che per Trieste è vento dal mare (SW), provoca microsismi di notevole ampiezza (n. 9) anche per raffiche a solo 22 km/ora: ciò perché non è qui tanto l'effetto del vento contro il suolo quello che conta, bensì l'effetto delle *onde marine* generate dal libeccio contro la costa, e soprattutto contro le dighe, che si estendono per lungo tratto in mare sia a SW che a NNE della stazione.

Da quanto precede risulta chiaro che microsismi possono essere generati anche dall'urto dei venti contro le montagne, e delle onde contro le coste: ma si tratterà di effetti sempre locali anche se più o meno estesi, e quindi di natura completamente diversa, nei riguardi della genesi, dei microsismi di lontana origine che costituiscono l'oggetto principale delle ricerche.

Interessante è infine notare (*Quadro 2, n. 10 e 11*) che durante il passaggio di *temporali* su Trieste, anche con venti di intensità minima, e non certo tale da produrre microsismi per l'urto contro gli ostacoli del terreno (v. sopra), si registrano microsismi regolari, costituiti da treni d'onde sinusoidali pochissimo smorzati, con periodo fra 1,5 e 2 sec, e ampiezza minima (0,1 μ). Essi sono quindi verosimilmente dovuti alle pulsazioni atmosferiche che si generano coi temporali, messe in evidenza dai microbarografi (Zanon, 1948). Ciò non è probabilmente in contraddizione con i risultati negativi dei confronti fra microsismi e oscillazioni microbarografiche, trovati da Macelwane e da Gutenberg (v. sopra, § 2), perché essi si riferivano a microsismi di lontana origine, mentre qui si tratta di microsismi di origine locale.

Riteniamo anzi oltremodo consigliabile che le ricerche col microbarografo siano continuate ove tali strumenti sono in funzione. perché i risultati che se ne potranno ricavare saranno indubbiamente interessanti; e che in particolare converrebbe istallare tali strumenti in prossimità delle zone dove i cicloni sono più frequenti, cioè (per l'Europa) l'Islanda, l'Irlanda e la Norvegia settentrionale.

8.. — *Conclusioni.*

Il problema dei microsismi, di cui è stata messa in evidenza l'importanza pratica, sembra aver trovato la via per una soluzione definitiva. Il contributo che qui abbiamo portato, per quanto modesto, mostra tuttavia come anche con i dati di una sola stazione si possano ottenere risultati molto interessanti; intendiamo perciò

continuare nel loro studio, per approfondire alcuni punti ancora incerti, e per esaminarne altri qui appena accennati. I risultati finora conseguiti saranno indubbiamente di valido aiuto per l'impostazione delle ricerche future.

E' chiaro però che tali sforzi potranno conseguire risultati molto più cospicui se essi non resteranno isolati, ma verranno coordinati da qualche Ufficio Centrale o Ente appositamente creato a questo scopo; o quanto meno se una più stretta collaborazione unirà coloro che si occupano di queste ricerche.

Istituto Nazionale di Geofisica — Osserv. di Trieste — Luglio 1948.

RIASSUNTO

Si rende conto dei risultati ottenuti nello studio dei microsismi registrati dalla Stazione Sismica di Trieste, comparati con la posizione e caratteri dei cicloni da cui essi hanno origine. E' risultato fra l'altro che il periodo è funzione della distanza se i microsismi si propagano in terra, ma non sembra esserlo per quella parte del tragitto che separa il centro del ciclone dalla terra ferma: il che escluderebbe la propagazione dei microsismi lungo il fondo del mare; che l'ampiezza è funzione della profondità del ciclone, ma soprattutto del gradiente di pressione; che i microsismi, come le onde superficiali, hanno un aspetto proprio a seconda della regione di provenienza e del tragitto percorso: e ne sono stati individuati i vari tipi caratteristici per Trieste.

La natura fisica dei microsismi alla stazione registratrice risulta avere gli stessi aspetti delle onde superficiali, ricavati in altro lavoro. Per la spiegazione della genesi dei microsismi, l'ipotesi più plausibile sembra essere quella secondo cui gl'impulsi atmosferici si traducono in onde longitudinali nell'acqua e nel conseguente sistema di onde elastiche secondo la teoria di Press ed Ewing (la cui esistenza è stata dimostrata anche in uno studio su alcune esplosioni di mine subacquee nel Golfo di Trieste); queste si trasformano poi sul continente in onde superficiali. Vengono infine studiati i microsismi di origine locale, dovuti al vento, all'urto delle onde contro le coste, ecc.

BIBLIOGRAFIA

(1) BERTELLI D. T.: *Riassunto delle osservazioni microsismiche fatte nel Collegio alla Querce di Firenze* - Atti Acc. Pont. Nuovi Lincei, XXI, s. 2, Roma 1878.

(2) BONCHKOVSKI V. F.: *Microseisms and their causes* - Publ. Inst. Séism. n. 120, 42 pg., Moscou 1946.

(3) BUNGERS R.: *Analyse eines mikroseismischen Sturmes* - Zeitsch. f. Geoph., XVII, 114-134, 1941-42.

(4) CHARPENTIER J.: *Centres dépressionaires, agitation microseismique et houle* - Ann. de Géoph., IV, 1, 1-14, Paris 1948.

(5) GHERZI E.: *Cyclones and microseisms* - Gerlands Beitr. z. Geoph., 36, 20-23, 1932.

(6) GILMORE M. H.: *Microseisms and Ocean Storms* - Bull. Seism. Soc. America, 36, 2, 89-119, April 1946.

(7) GUTENBERG B.: *Microseisms and Weather Forecasting* - Journ. of Meteor., 4, 1, 21-28, Febr. 1947.

(8) KOBER L.: *Tektonische Geologie* - Gebr. Borntrâger, pg. 294, Berlin 1942.

(9) KRUG H. D.: *Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe (Mikroseismik) nach Aufzeichnungen mit transportablen Horizontalseismographen* - ZS. f. Geoph., XIII, 328-348, 1937.

(10) MORELLI C.: *Studio di alcune esplosioni subacquee nel Golfo di Trieste* - Annali di Geofisica, Roma, II, in corso di pubblicazione.

— *Contributo allo studio della cosiddetta « fase principale » di un sismogramma* - Annali di Geofisica, Roma, in corso di pubblicazione.

(11) MURPHY L. M.: *Microseisms, the Unknown* - Trans. Am. Geoph. Un., 27, VI, 777-780, Washington 1946.

(12) PANNOCCHIA G.: *Studio della fase massima di un terremoto lontano* - La Ricerca Scient., 12, 5, Roma 1941.

(13) PRESS F. ed EWING M.: *A theory of microseisms with geologic applications* - Trans. Am. Geoph. Un., 29, 2, 163-174, April 1948.

(14) RAMIREZ J. E.: *An experimental investigation of the nature and origine of microseisms at St. Louis, Missouri* - Bull. Seism. Soc. Amer., 30, 1, 35-84; 2, 139-178, 1940.

— *Investigaciones sobre la naturaleza de los microsismos* - Rev. Ac. Colombiana Ciencias Exac., Fis. y Natur., VI, 22-23, 300-318, Bogotà, enero-agosto 1945.

(15) SPRENGNETHER W. F.: *A description of the instruments used to record microseisms for the purpose of detecting and tracking hurricanes* - Bull. Seism. Soc. Amer., 36, 2, 83-87, April 1946.

(16) TROMMSDORFF F.: *Untersuchungen über die natürliche Bodenunruhe (Mikroseismik) mit transportablen Dreikomponentenstationen* - ZS. f. Geoph., XV, 304-320, 1939.

(17) ZANON F. S.: *Pulsazioni della pressione atmosferica con periodi inferiori ad un'ora (Nota preventiva)* - Geofisica pura ed appl., XI, 1-2, 19-41, Milano 1948.

RECENSIONI

Espinosa de los Monteros José Maria - Huelin Guillermo Sans: *Red de observaciones con gravimetro en la provincia de Huelva - Investigacion gravimètrica en la zona minera del Castillo de las Guardas* - Pubb. dell'Istituto Geografico e Catastale di Madrid, pp. 32, carte 3, figg. 7.

Il servizio geodetico dell'Istituto Geografico e catastale spagnolo ha compiuto recentemente una vasta campagna gravimetrica con il gravimetro elettromeccanico « Askania N. 25 » di proprietà dell'Istituto stesso, nella provincia di Huelva, mentre l'Istituto Geologico e Mineralogico spagnolo ha effettuato con il proprio gravimetro uno studio di investigazione geofisica nella zona mineraria di « Castillo de las Guardas » nella provincia di « Sevilla ».

Nella prima campagna le stazioni vennero distribuite con uniformità lungo una maglia rettangolare di lati variabili da cinque ad otto chilometri. Come base gravimetrica di riferimento vennero considerate le località Aracena (partenza) e Cortegana (arrivo) dove in precedenza erano state eseguite misure pendolari.

La differenza gravimetrica fra queste due località determinata col gravimetro è risultata in perfetta corrispondenza con quella determinata col metodo pendolare, ciò che prova la bontà delle osservazioni eseguite. Si ottenne infatti:

Aracena	pend.	979.902gal	grav.	0.0
Cortegana	»	979.899 »	»	-2.1mgal
	diff.	-3mgal		-2.1mgal

I vari anelli osservati sono affetti di errori inferiori a 1 mgal.

Vennero complessivamente osservate 79 stazioni. I risultati conseguiti sono raccolti in opportune tabelle, dove al nome della stazione è aggiunta la indicazione della ubicazione della stazione stessa, i valori delle latitudini delle stazioni, necessarie per il calcolo delle gravità normali (γ_0) calcolate con la formula internazionale, le altezze delle stazioni (ottenute con il barometro o con i dati della triangolazione esistente), le gravità normali, quelle osservate, le correzioni di Faye (H) quelle di Bouguer (B) e le anomalie (A).

La correzione di Bouguer venne al solito determinata con la formula

$$B = -\frac{3}{4}\frac{\Theta}{\Theta_m}\cdot H$$

dove Θ è la densità del terreno circostante la stazione e Θ_m la densità media. Per Θ e per Θ_m vennero sempre assunti i valori 2,65 e 5,52, sicché si ebbe costantemente

$$B = \cdot\frac{3}{4}\cdot\frac{2,65}{5,52}\cdot H = -0,36\,H$$

e poiché H = 3086.Q (con Q quota della stazione) così le anomalie sono definite dalla:

$$A = g + H + B - \gamma_0 = g + 0,64H - \gamma_0$$
$$= g + 0,198\ .\ Q - \gamma_0\ .$$

Per tutte le stazioni si ottennero anomalie positive variabili da un minimo di 12 ad un massimo di 57 milligal.

Nella seconda campagna furono invece osservate 214 stazioni lungo una ma-

glia rettangolare, con 12 profili paralleli da Nord a Sud, ricoprenti la zona di studio. I risultati ottenuti furono compensati dato che le maglie parziali erano chiuse. I valori hanno permesso, su una carta in scala 1:5000, il tracciamento delle curve isoanomale con la equidistanza di 0,2 milligal. Da questa carta risulta che le anomalie vanno crescendo da Ovest ad Est della regione, da un minimo di 1,4 mgal (parte occidentale) ad un massimo di 4,2 mgal (orientale). Mancano nella Memoria in esame cenni sulla interpretazione geofisica dei risultati conseguiti. Sono invece riportati per tutte le stazioni in opportuni specchi numerici, le latitudini delle stazioni, le quote, le riduzioni per le latitudini, per le altezze, per le densità terrestri, i valori ottenuti con il gravimetro.

Per θ venne assunto il valore 2.7. La riduzione di latitudine venne fatta con riferimento al valore $\varphi = 37^\circ\ 41'\ 49''$. (*G. B.*)

HUELIN GUILLERMO SANS - ESPINOSA DE LOS MONTEROS JOSÈ MARIA: *Determinaciòn de perfiles con el gravimetro electro-mecanico « Askania num. 25 » en la zona Linares - Bailen - Jabalquinto* - Pubb. dell'Istituto Geografico e Catastale di Madrid, pp. 15, carte 6.

Vennero eseguite quattro serie di osservazioni (profili) lungo le strade che uniscono le località: Linares-Bailen (lungo un parallelo geografico), Linares-Rio Guadalimar (lungo una direttiva Nord-Ovest, Sud-Est), Linares-Tobarnela-Cruce fino a Bailen (lungo una direttiva Nord-Est, Sud-Ovest) ed infine Bailen-Ferrocarril (lungo all'incirca un meridiano).

In questi profili vennero rispettivamente eseguite n. 24, n. 25, n. 44, n. 55 stazioni (complessivamente n. 148 stazioni) col gravimetro « Askania n. 25 ». Le stazioni vennero collegate fra loro ad una distanza massima di 500 metri e media di 200 metri. Come di consueto ai valori osservati sono state apportate le riduzioni per la latitudine, (assumendo per latitudine di riferimento il valore $38^0\ 06'$) per la altitudine (riduzione di Faye) e per le densità (riduzione di Bouguer) assumendo costantemente per densità superficiale il valore 2,3, e per densità media 5,52. I valori ottenuti sono raccolti profilo per profilo in opportune tavole numeriche, dove sono pure riportate le differenze gravimetriche osservate e ridotte. Per tutti i profili queste ultime risultano positive, di valori non molto dissimili fra loro.

Si ha difatti per i profili dianzi considerati:

Profilo	diff. massima	diff. minima
I	43,98 mgal	37.01 mgal
II	33.12 »	29.86 »
III	36.58 »	31.07 »
IV	41.27 »	25.06 »

Per ognuno di questi profili gli Autori riportano un grafico sul quale, con linee continue, sono riportate le curve corrispondenti alle altitudini delle stazioni (ottenute con una livellazione geometrica adoperando un livello Zeiss) alle differenze di gravità, osservate, alle differenze di gravità ridotte. Sull'asse delle ascisse vengono segnate le distanze progressive delle singole stazioni. Con molta approssimazione queste ultime curve risultano all'incirca parallele all'asse delle ascisse per i primi tre profili, mentre per il quarto profilo la curva è sempre ascendente da 25 a 40 milligal. Per ogni profilo poi le altre due curve risultano all'incirca fra loro simmetriche. Questo fatto secondo gli Autori è d'accordo con la costituzione geologica della regione. (*G. B.*)

FISCHER N. H.: *The Gazelle Peninsula, New Britain Earthquake of January 14, 1941* - Bull. Seism. Soc. Am. XXXIV, 1-12 (1941).

Il terremoto avvenne alle 2^h 27^m, 6 (ora locale) del 14 gennaio 1941 (16^h 27^m, 6 T.M.G. del 13-1-41) e fu sentito in tutta la penisola di Gazelle a est della Nuova Britannia in Australia. La scossa principale fu seguita nel primo giorno da 222 scosse, che raggiunsero talvolta anche il grado V della scala Rossi-Forel, succedendosi ad intervalli di pochi minuti per molte ore di seguito e nelle successive 4 settimane si ebbero rispettivamente 323, 78, 44 e 33 scosse registrate alla stazione sismica di Rabaul, tutte provenienti da una distanza di circa 15-20 miglia a sud-est di Rabaul. Dai dati macrosismici raccolti in gran numero nella regione l'autore ha potuto stabilire l'epicentro presso il villaggio di Wanga 21 miglia a sud-ovest di Rabaul.

L'autore descrive gli effetti più notevoli prodotti dal terremoto che provocò frane e slittamenti e quindi fa alcune considerazioni circa l'attività sismica della regione messa in relazione con quella vulcanica. (*M. G.*)

LINDEMAN PHILLIPS MARCELLA: *Association of large ions and fog* - Terr. magn. atm. electr, 47, 295-299 (1942).

Durante una ricerca effettuata nel 1941 allo scopo di misurare i grossi ioni mediante un apposito contatore, fu notata una percentuale di tali ioni eccezionalmente alta durante la notte dal 3 al 4 dicembre: questa anormalità precedeva una ampia formazione di nebbia lungo tutta la costa Nord Atlantica.

Una tabella riassume le osservazioni eseguite di ora in ora dalle 15^h del 3 dic. alle 10^h del 4 dic.: sono posti a confronto la concentrazione dei grossi ioni e la visibilità. La concentrazione raggiunge valori insolitamente alti sette ore prima della formazione della nebbia, diminuisce durante e aumenta di nuovo dopo la scomparsa della nebbia.

Furono fatte altre ricerche per vedere se effettivamente esiste una qualche relazione tra i due fenomeni: le indagini sembrano confermare tale ipotesi. Si discutono le eventuali cause. (*L. M.*)

WAIT G.R.: *Effect of smoke on the atmospheric-electric elements at the Watheroo Magnetic Observatory* - Terr. Magn. atm. electr., 48, 49-63 (1943) I.

Durante i mesi estivi, per varie cause, nell'Australia occidentale viene prodotto parecchio fumo che spesso si addensa anche sull'Osservatorio Magnetico di Watheroo. I giorni in cui si nota il fumo sono frammisti più o meno irregolarmente agli altri. Dalle registrazioni sulla conducibilità dell'aria effettuate nel 1922 risulta che il fumo provoca una notevole diminuzione della conducibilità, mentre misure sul gradiente di potenziale fatte nel 1924 hanno mostrato come, in presenza di fumo, tale gradiente aumenti sensibilmente.

Constatato dunque che la presenza di fumo perturba gli elementi elettrici dell'atmosfera, fu eseguita una serie di osservazioni durante tutto il periodo 1926-1934, limitando però tali osservazioni al mese di febbraio, mese in cui la presenza di fumo è più frequente e di notevole intensità. In vari grafici sono riportati i risultati delle osservazioni; quelli relativi ai giorni in cui c'era presenza di fumo separatamente da quelli in cui il fumo era completamente assente. Risulta da tali grafici come il fumo provochi un aumento nel gradiente di potenziale (a conferma dei risultati conseguiti nel 1924), una diminuzione nella somma delle conducibilità positiva e negativa ($\lambda_{+} + \lambda_{-}$), un aumento piuttosto piccolo nel rapporto tra queste due

conducibilità ($\lambda + / \lambda$) e un abbassamento della corrente aria-terra.

L'effetto del fumo, inoltre, è più pronunciato durante la notte che non durante il giorno. Si tenta di dare una spiegazione di questo fatto supponendo che la maggior presenza di fumo durante le ore notturne sia collegato con la velocità e la direzione del vento, e si fanno ricerche in questo senso; ma sembra invece, dopo tali ricerche, che tra i due fatti non ci sia relazione di sorta.

In uno studio preliminare fatto dall'autore in collaborazione con Torreson, si era trovato che la corrente aria-terra era sensibilmente la stessa con o senza fumo. Ciò è in disaccordo con quanto l'Autore trova in questa ricerca, giacché risulta ora che la presenza di fumo a Watheroo tende a ridurre il valore di tale corrente. La evidente contradizione è dovuta ad una inopportuna ed insufficiente scelta dei giorni fatta nella precedente ricerca. I risultati ora invece conseguiti permettono di dedurre che il fumo si distribuisce lungo uno spessore verticale sufficiente ad interessare in modo apprezzabile la resistenza totale della colonna d'aria verticale lungo cui passa la corrente aria-terra. Questa ed altre prove indicano che il fumo si estende ad una altezza di circa 1 km. La resistenza totale della colonna verticale d'aria al disopra dell'Osservatorio, varia notevolmente durante il giorno: sia queste variazioni, sia i valori medi vengono aumentati quando il fumo è presente. Si ritiene che alle variazioni diurne di tale resistenza, contribuiscano anche altri fattori, oltre il numero dei nuclei di condensazione e le sostanze radioattive che si trovano nell'atmosfera.

Anche la velocità con cui vengono prodotti i piccoli ioni nella bassa atmosfera non rimane costante, durante il giorno, in alcune stazioni a terra, e questo fatto sembra sia dovuto ad un accumulo di sostanze radioattive che si verifica nell'atmosfera quando la velocità del vento è piccola, e ad una conseguente dispersione di tali sostanze quando la velocità del vento aumenta. L'andamento medio di questa variazione presenta un massimo nelle prime ore del mattino e un minimo durante la sera. (*L. M.*)

« *The determination of fine ground motion by integration of strong-motion records: a symposium* » - Bull. Seism. Soc. Am., XXXIII, 1, (1943).

E' una raccolta di note riguardanti alcune ricerche sugli accelerometri eseguite con una piattaforma oscillante. Il programma di ricerca è stato intrapreso dall'U.S.C.G.S. in collaborazione con l'Istitute of Technology del Massachusetts.

Le ricerche si fondano soprattutto sul confronto tra il moto effettivo di una piattaforma oscillante e le registrazioni ottenute con l'accelerometro. Nella prima nota di A.C. Ruge e H.E. McComb vengono discussi gli obiettivi generali ed il lavoro sperimentale. Nella seconda A. C. Ruge spiega il significato dei risultati dal punto di vista tecnico. Nella terza, F. Neumann parla dei metodi di integrazione numerica e finalmente nella ultima si parla della integrazione meccanica delle registrazioni per mezzo di uno speciale analizzatore differenziale ideato da A. C. Ruge. (*M. G.*)

RUGE A. C. - MCCOMB H. E.: *Tests of earthquake accelerometers on a shaking table* - Bull. Seism. Soc. Am., XXXIII, 2-12 (1943).

Questo studio fa parte di un programma di ricerche sistematiche sugli accelerometri sperimentati sopra una tavola oscillante.

Gli scopi di detto programma di ricerche sono i seguenti: *a*) determinare l'efficienza degli accelerometri nel caso di vibrazioni forzate irregolari in condizioni analoghe a quelle che si verificano nel caso di terremoti forti; *b*) determi-

nare il grado di indipendenza delle componenti; *c*) determinare il grado di accordo degli spostamenti reali imposti all'accelerometro per mezzo della piattaforma oscillante e quelli desumibili dalle registrazioni; *d*) verificare la possibilità di mettere in evidenza onde lunghe e di piccola ampiezza; *e*) indagare la possibilità di usare un certo analizzatore differenziale per l'analisi delle curve registrate e confrontare i risultati con quelli ottenibili mediante l'integrazione numerica.

Le esperienze condotte con l'ausilio della piattaforma oscillante confrontando direttamente il moto reale della piattaforma con il diagramma dato dall'accelerometro standard dell'U.S.C.G.S. portano alla conclusione che detto accelerometro risponde bene allo scopo e dà diagrammi fedeli. (*M. G.*)

NEUMAN F.: *An appraisal of numerical integration methods as applied to strong-motion data* - Bull. Seism. Soc. Am., XXXIII, 21-60 (1943).

Si discutono i problemi inerenti alla integrazione numerica delle curve oscillanti e si discute un particolare metodo di integrazione applicandolo al caso delle registrazioni ottenute con accelerometri dell'U.S.C.G.S. sperimentati su una piattaforma oscillante (*M. G.*)

RUGE A. C.: *Discussion of principal results from the engineering stand point* Bull. Seism. Soc. Am., XXXIII, 13-20 (1943).

Si studia il comportamento di un tipo di accelerometro standard della U. S. C. G. S. sperimentandolo con una piattaforma oscillante ed esaminandone l'efficienza nei riguardi delle applicazioni tecniche; si conclude che esso risponde perfettamente allo scopo e si verifica che agli effetti pratici le tre componenti sono abbastanza indipendenti. Inoltre gli spostamenti e le velocità computate numericamente sono in accordo, più che sufficiente anche in misure di precisione, con gli spostamenti e le velocità reali. Infine l'integrazione ottenuta mediante l'analizzatore differenizale M. I. T. coincide nettamente con i risultati dell'integrazione numerica. (*M. G.*)

RUGE A. C.: *Analysis of accelerograms by means of the M.I.T. differential analyzer* - Bull. Seism. Soc. Am., XXXIII, 61-63 (1943).

Si riportano in questa nota i risultati ottenuti mediante l'integrazione meccanica delle curve ottenute da accelerometri sperimentati su una piattaforma oscillante. L'integrazione meccanica è stata eseguita con un particolare analizzatore differenziale già descritto da Busch in una nota pubblicata nel *Journal of the Franklin Institute*, vol. 212, n. 4. (*M. G.*).

GUTENBERG B.: *Travel times of principal P and S phases, over small distances in Southern California* - Bull. Seism. Soc. Am., XXXIV, 12-32 (1944).

L'autore ha condotto uno studio accurato su un abbondante ed ottimo materiale costituito da numerosi sismogrammi riferentisi a 50 terremoti, opportunamente selezionati, registrati nella California meridionale a distanze epicentrali comprese entro gli 800 km. I risultati relativi alle principali fasi hanno dato i seguenti valori per le velocità apparenti:

$V_P = 5{,}577$ km/sec
$V_{P_y} = 6{,}047$ »
$V_{P_n} = 8{,}06$ »
$V_S = 3{,}26$ »
$V_{S_y} = 3{,}65$ km/sec
$V_{S_n} = 4{,}45$ »

Le velocità effettive delle Py e Sy sono inferiori circa del 0,3% rispetto alle velocità apparenti mentre per le Pn ed Sn la velocità effettiva è del 0,5% più piccola della velocità apparente. La velocità delle onde longitudinali e trasver-

sali cresce con la profondità nei primi 50 Km di circa l'uno per cento ogni 10 Km.

Lo spessore dello strato del granito è di 18 K_m ca. con lievi variazioni locali; gli strati superficiali nelle regioni costiere della California meridionale raggiungono complessivamente lo spessore di 35 Km; il loro spessore aumenta verso l'interno fino a raddoppiare sotto la Sierra Nevada. (*M. G.*).

SAVARENSKI E. F.: *Diagram for interpretation of deep focus earthquakes* - Ac. des Sc. de l'U.R.S.S. - Pubbl. de l'Inst. Séismol. de Moscou, 6 (1946).

Nell'interpretazione dei terremoti la distanza epicentrale è in generale considerata (per i terremoti superficiali) quale argomento (ascissa) delle tabelle (o dromocrone). E' importante tuttavia poter disporre (per i terremoti profondi) di diagrammi (o tabelle) in cui la distanza epicentrale figuri quale funzione e il tempo di tragitto, come argomento. La ben nota *tavola del Brunner* è l'esempio di un tale diagramma.

In questa Nota l'A. presenta un altro diagramma in cui gli argomenti sono gli intervalli S-P e sP-P (per distanze epicentrali fra 14° e 22°) o pP-P (per distanze fra 22° e 100°); funzioni sono la distanza epicentrale e la profondità ipocentrale, ricavabili da una famiglia di curve che rappresentano l'equidistanza (di 2° in 2°) e da una famiglia di isobate (di 50 in 50 km, da 0 a 750 km). Il diagramma, disegnato su carta millimetrata, può essere molto comodo qualora sia possibile individuare con sufficiente sicurezza oltre alle P e le S, anche almeno le pP (o sP).

Osservando le isobate, si nota che in conseguenza delle eterogeneità dell'interno della Terra, le curve relative alla profondità di 700, 600 e 500 km presentano alcune ondulazioni.

L'A. consiglia inoltre, qualora si disponga di un gruppo di stazioni e le profondità ricavate da ciascuna differiscano sensibilmente, di assumere quale più probabile il valore medio delle profondità e di ricavare poi in base a questa profondità per ogni stazione un valore migliore della distanza epicentrale. (*C. M.*).

DEEL S. A.: *Magnetic Declination in USA*-1945. U. S. Coast and Geodetic Survey, ser 664, 67 (1946).

Il testo si riferisce ad una magnifica carta della declinazione e della sua variazione annua negli Stati Uniti al 1945, e comprende allo scopo alcuni cenni sulla natura della variazione secolare, sulla variazione magnetica diurna ecc., con numerose tabelle. Rispetto alla precedente edizione del 1940, il testo descrive più ampiamente i nuovi metodi di rappresentazione cartografica e tabellare seguiti. Inoltre spiega abbastanza in dettaglio i metodi per la determinazione del meridiano geografico, la cui conoscenza è necessaria per la determinazione della declinazione in un punto. (*C. M.*).

ALLEN C. W.: *Variation of the sun's ultra-violet radiation as revealed by ionospheric and geomagnetic observations* - Terr. Magn. and Atm. Elect., 51, 1, 1-18 (1946).

Sono riportati i risultati di uno studio delle variazioni a breve e lungo periodo delle frequenze critiche per gli strati ionizzati E, F_1, F_2 a Washington, Huancayo (Perù), Watheroo (Australia occid.) e Mount Stromlo (Australia orient.), per l'epoca 1937-44. I fattori terrestri sono stati eliminati, affinchè le frequenze rappresentassero le variazioni della luce ultravioletta ionizzante. Uno

studio analogo è stato compiuto anche sulle variazioni in ampiezza del campo magnetico S_q (dovuto all'attività solare normale, cioè astrazione fatta dalle perturbazioni) ad Apia (Samoa), Watheroo e Cape Town per l'epoca 1937-43. Le variazioni annuali, mensili e giornaliere sono state confrontate con i dati solari a mezzo di grafici e metodi sulle correlazioni. Le principali conclusioni sono le seguenti:

a) La parte variabile della radiazione ultravioletta solare ha origine principalmente dalle regioni attive caratterizzate dall'apparizione di macchie, protuberanze e facole.

b) Le sorgenti della radiazione ultravioletta hanno un'esistenza più lunga delle macchie, e probabilmente anche delle facole.

c) I tre strati ionosferici E, F_1 ed F_2 e il campo Sq sono influenzati dalle stesse fonti di luce ultravioletta.

d) Le fonti emettono una radiazione ultravioletta considerevole quando sono al centro del Sole.

e) La parte variabile del flusso ultravioletto è proporzionale al numero di macchie solari.

f) Le facole potrebbero produrre la radiazione ultravioletta continua che è necessaria per spiegare le variazioni ionosferiche e geomagnetiche. (*C. M.*).

BARTELS J.: *Geomagnetic data on variations solar radiation: Part. I - wave radiation* - Terr. Magn. and Atm. Elect., 51, 2, 181-242 (1946)..

Com'è noto, dalle osservazioni geomagnetiche si possono ricavare le variazioni nel tempo di due diverse specie di radiazione solare, una radiazione ondulatoria *W* ed una corpuscolare *P*. In questo lavoro, che è il primo di una serie, l'A. ricava e discute serie omogenee per *W* e *P*; questi dati, oltre allo studio del magnetismo terrestre e della fisica solare, possono servire quale base numerica per studi su altre influenze solari in fenomeni geofisici o biologici. Distinguendo le variazioni « lente » (espresse in medie mensili, trimestrali e annue) dalle variazioni « rapide » (nel corso di una rotazione del Sole), l'A. trova che nelle prime le correlazioni fra l'attività solare *R* (espressa dai numeri relativi delle macchie solari) e *W* sono le più significative finora trovate fra fenomeni solari e terrestri, maggiori ancora di quelle trovate fra *R* e *P*. Nelle seconde, viene studiata l'influenza delle variazioni in *R* su *W* e *P*, col seguente risultato: numerose analisi statistiche dimostrano che le variazioni rapide di *R* sono accompagnate — tranne che in prossimità del minimo delle macchie — da variazioni similari di *W*, con un ritardo di non più un giorno circa. Per contro, la relazione statistica fra *R* e *P* nelle variazioni rapide è stata trovata molto più debole che quella fra *R* e *W*. La tendenza al periodo di 27 giorni in *W* è altrettanto marcata che in R. Viene infine discusso il significato fisico di *W*: *W* è probabilmente una radiazione solare assorbita piuttosto in basso nella ionosfera, nello stesso strato (o in prossimità di esso) che è ionizzato dall'eccesso di radiazione ultravioletta emessa da un'eruzione solare. (*C. M.*)

SHAPLEY A. H.: *The application of solar and geomagnetic data to short-term forecasts of ionospheric conditions* - Terr. Magn. and Atm. Elect. 51, 2, 247-266 (1946).

L'A. descrive i procedimenti secondo i quali le tendenze ai ricorsi nell'attività geomagnetica, i rapporti sull'attività solare e varie relazioni solari-terrestri sono adoperati nel preparare le previsioni a breve scadenza dei disturbi

magnetici e ionosferici. Il programma per una raccolta sistematica dei dati solari e geomagnetici coordinati al Dipartimento di Magnetismo Terrestre della Carnegie Institution di Washington (DMT CIW), in particolare per l'applicazione alla previsione sopra menzionata, è in funzione dal luglio 1942. Le previsioni diramate dall'Interservice Radio Propagation Laboratory (IRPL), in collaborazione col DMT CIW, vengono confrontate con l'attività magnetica per un periodo di 15 mesi, e mostrano che le previsioni sono soddisfacenti circa per il 70 per cento delle volte. Le analisi delle correlazioni fra dati coronografici e spettroeliografici e attività magnetica mostrano che, oltre ad un periodo di due anni, è stata messa in evidenza una decisa tendenza dei disturbi a presentarsi quando le regioni solari identificate da queste osservazioni si trovano ad est del meridiano centrale del Sole. (*C. M.*)

WELLS H. W. e SHAPLEY A. H.: *Eclipse-effect in F_2-Layer of the Ionosphere* - Terr. Magn. and Atm. Elect. 51, 3, 401-409 (1946).

Le analisi delle osservazioni ionosferiche durante gli eclissi parziali dal 4-5 febbraio 1943 e 25 gennaio 1944, effettuate agli osservatori ionosferici del Dipartimento di Magnetismo Terrestre della Carnegie Institution di Washington, mostrano che la ionizzazione dello strato F_2 era in entrambi i casi inferiore alla normale prima dell'inizio dell'eclisse, e rimase bassa più a lungo del previsto dopo l'eclisse. L'esame di questo effetto in relazione all'attività concorrente del Sole, specialmente di ampie regioni della corona, indica che radiazioni provenienti da oltre il bordo del Sole possono contribuire alla ionizzazione della regione. I valori del coefficiente di ricombinazione per lo strato F_2 stimati dalle osservazioni di queste eclissi sono compresi fra 10^{-9} e $2 \cdot 10^{-10}$. I valori maggiori sono stati ottenuti quando le altezze apparenti, come pure le densità degli ioni, erano minime. A Huancayo (Perù), durante l'eclisse del 25 gennaio 1944, lo strato F_2 si spostò verso l'alto con velocità dell'ordine di 200 km ora, e una nuova stratificazione nella regione F si sviluppò all'altezza normale. (*C. M.*)

WALDMEIER M.: *An attempt at an identification of the M-Regions* - Terr. Magn. and Atm. Elect., 51, 4, 537-542 (1946).

Com'è noto, le regioni magneticamente attive del Sole, costituite da aree ristrette dalle quali viene emessa la radiazione corpuscolare, sono state chiamate da Bartels *regioni M*. Esse si manifestano in vicinanza dei grandi gruppi di macchie solari dopo la sparizione delle macchie ed a condizione che non si formino nuove macchie nel posto considerato. Quest'ultima condizione è il motivo per cui l'apparizione delle regioni M è limitata alle epoche di grande scarsità di macchie che precedono i minimi dell'attività solare. Ulteriori fenomeni che accompagnano l'apparizione di macchie sono le protuberanze, che nella regione delle macchie sopravvivono solamente finché in essa non si formano nuove macchie. La velocità della radiazione corpuscolare è compresa fra 300 e 600 km/sec. Poiché, negli anni precedenti i minimi, la sede dei disturbi solari giace a basse latitudini eliocentriche, e poiché d'altra parte la velocità angolare delle protuberanze, la cui latitudine è circa 10^0 maggiore di quella delle macchie, in cui hanno origine, coincide con la velocità angolare delle macchie, ne risulta una connessione molto stretta nello spazio e nel tempo fra protuberanze e regioni M.

Il caso speciale di un centro di di-

sturbo ad alta latitudine è stato studiato dettagliatamente. Il materiale presentato conferma l'ipotesi di lavoro, suggerita nel 1941 dall'A., secondo la quale con l'apparire di disturbi fotosferici le regioni M svaniscono, probabilmente come conseguenza dei campi magnetici che accompagnano le macchie. (*C. M.*)

BOAGA G.: *Lo stato attuale della rete gravimetrica italiana* - Pubbl. Commiss. Geodetica Italiana, terza s., 4, 65 (1947).

Questa importante raccolta di tutte le misure pendolari effettuate in Italia dal 1825 al 1939, è stata compilata dall'A. ancora nel 1940, ma gli eventi bellici ne hanno ritardato la pubblicazione alla fine del 1947. La parte principale della Memoria è costituita da un catalogo ordinato cronologicamente, in cui le serie di misure eseguite da uno stesso A. sono raggruppate in ordine di latitudine crescente. Per ogni stazione, oltre alle coordinate geografiche, quota e densità attorno alla stazione assunta per la correzione di Bouguer, nome dell'Osservatore e anno, sono riportati il valore della gravità osservata, nonché il valore ridotto in aria libera, la correzione topografica ed il valore ridotto secondo Bouguer; seguono infine il valore normale secondo la formula internazionale 1930, nonché le anomalie secondo Faye e secondo Bouguer. Per 12 stazioni sono riportate anche le anomalie isostatiche (nell'ipotesi di Hayford).

Le tabelle sono precedute da un'estesa sintesi storica, e corredate di una completa bibliografia e di un indice alfabetico molto pratico. Comprendono complessivamente 620 misure su terra ferma, 21 nei porti e 136 in mare: in tutto quindi ben 777 misure pendolari. Una tabella mostra la suddivisione delle misure in terra per regioni, e divise in ordine all'epoca nei seguenti gruppi: 1825-1908; 1909-1926; 1927-1940. Le 302 misure del 1° gruppo risultano affette da notevoli errori, soprattutto per la mancanza della riduzione a supporto rigido e per le determinazioni di tempo non rigorose per gli stati degli orologi; devono essere perciò o abbandonate o trattate con speciali cautele. Le 48 misure del secondo gruppo, con la riduzione a supporto rigido e determinazioni di tempo effettuati per via astronomica, hanno errori medi non superiori ai 5 mgal. Il 3° gruppo comprende 270 stazioni con determinazioni di tempo effettuate mediante ricezioni radiotelegrafiche.

In conclusione, osserviamo che si tratta di un catalogo ragionato, nel quale buona parte dei calcoli sono stati rifatti o completati (soprattutto per quanto riguarda la correzione topografica), che raccoglie e presenta in un insieme omogeneo, ben ordinato e in chiara veste tipografica l'insieme delle misure pendolari effettuate fino ad oggi in Italia. Ne risulta un contributo pratico notevole all'utilizzabilità della rete gravimetrica italiana, nonché una sintesi del suo stato attuale e delle sue necessità.

Ricordiamo che questo vasto lavoro ha dato lo spunto ad altri, di cui uno in particolare riguarda l'utilizzazione del materiale qui ordinato, a scopo geofisico. (*C. M.*)

FLEMING J. A., JOHNSTON H. F., FORBUSH S. E., MCNISH A. G. e SCOTT W. E.: *Magnetic Results from Watheroo Observatory, Western Australia*, 1919-1935 *and* 1936-1944 - Carnegie Inst., Res. Dept. Terr. Magn., vol. VII-A e VII-B, 1122 e 520 (1947).

Si tratta di una raccolta completa dei dati magnetici osservati a Watheroo, Australia occid., dal 1919 al 1944, preceduta da una descrizione dell'Osserva-

torio, del programma generale di ricerche, degli strumenti in esso adoperati e della relativa teoria, delle loro costanti e tecnica operativa: il tutto corredato con nitide e belle figure. Il testo, composto per la massima parte di tabelle, comprende tutti i valori orari della declinazione, componente orizzontale e componente verticale, le medie mensili, annuali, ecc., ed è corredato dai grafici delle principali tempeste magnetiche. Si tratta in definitiva di un'opera che indubbiamente costituirà la base per molte ricerche sul magnetismo terrestre, ed in particolare sulle sue variazioni. (*C. M.*)

POWELL C. F. e OCCHIALINI G. P. S.: *Nuclear Physics in Photographs* - Oxford at Clarendon Press (1947).

In questo libro gli AA. presentano una serie di bellissime fotografie di traccie di particelle elementari, ottenute con il metodo della emulsione fotografica, che ha portato un contributo tanto considerevole nelle più recenti ricerche di Fisica Nucleare. Il testo è costituito da una limpida ed elegante esposizione delle attuali cognizioni nel campo della Fisica Atomica e Nucleare. Tale esposizione è illustrata dalle fotografie delle quali costituisce a sua volta un commento. Inoltre è corredato da una breve trattazione dei principi fondamentali della tecnica delle emulsioni fotografiche. La semplicità e la efficienza di questo metodo, la cui affermazione è sempre in aumento, rendono questo libro particolarmente utile per tutti quelli che si dedicano a ricerche sulla radioattività della Terra. (*C. F.*)

COLTMANN Y. W. e MARSHALL F. M.: *Photomultiplier Radiation Detector* - Nucleonics, I, 58-64 (1947).

Si tratta di un nuovo tipo di rivelatore di particelle e di quanti di radiazione che ha un campo di applicazione analogo a quello del contatore di Geiger-Müller e presenta alcuni vantaggi, tutt'altro che trascurabili, nei confronti di quest'ultimo.

Con questo dispositivo si possono registrare le particelle α e β, i neutroni, i raggi x e γ. Esso sfrutta il fenomeno delle scintillazioni su cui si fondava il metodo adottato da Lord Rutherford nelle prime ricerche sulla Radioattività. Tale metodo, molto faticoso, serviva solo per la rivelazione delle particelle α. Nel rivelatore a fotomoltiplicazione la sensibilità del metodo è accresciuta di parecchi ordini di grandezza, in maniera da consentire la rivelazione dei vari tipi di radiazione poc'anzi citati.

L'apparecchio è costituito da un comune fotomoltiplicatore, uno schermo fluorescente ed un opportuno sistema ottico. Lo schermo fluorescente, colpito dalla radiazione in esame emette un quanto che viene localizzato su un catodo fotosensibile. Poiché l'energia del quanto è piuttosto considerevole, esso provoca l'emissione di un numero rilevante di fotoelettroni, i quali vengono poi moltiplicati su nove elettrodi ad emissione secondaria, di modo che all'uscita del tubo compaiono circa 10^6 elettroni come risultato di un singolo fotoelettrone. Conseguentemente l'impulso di uscita può essere inviato direttamente all'oscilloscopio e al sistema di conteggio. Il potere risolutivo dello strumento è di circa 10^{-8} sec. (*C. F.*)

TERADA K.: *Electric current as a probable cause of daily magnetic variations* - Terr. Magn. and Atm. Elect., 52, 2, 189-200 (1947).

L'A. ha ricavato delle formule semplici che consentono il calcolo delle correnti elettriche esterne ed interne che sono la causa della variazione magnetica diurna. Questi sistemi di correnti so-

no in buon accordo con quelli trovati per via puramente matematica da Bartels. Viene dimostrato che il metodo semplice qui proposto può essere applicato senza notevoli errori. La conclusione è che le correnti elettriche sono probabilmente la causa della variazione magnetica diurna circolare nello strato E o nelle sue adiacenze. Le correnti (indotte) interne dovrebbero invece circolare a profondità fra 600 e 800 km.

La nota qui riportata è un estratto, limitato solo ad alcuni argomenti fisici con l'omissione degli sviluppi matematici dettagliati e dei dati numerici, di altro lavoro letto nel 1941 all'Università di Hiroshima e pubblicato, pure parzialmente, nel Journal of Meteor. Soc. (Sez. II, 20, 353-369, 1942; e 21, 171-178, 1943). (*C. M.*)

GUTENBERG B.: *Microseisms and weather forecasting* - The Journal of Meteorology, IV, 1, 21-28 (1947).

L'A. richiama i principali lavori attorno all'argomento, mettendo in rilievo il progressivo contributo che essi hanno portato alla conoscenza della natura dei microsismi; molte ricerche partono dalla intima relazione esistente fra perturbamenti meteorologici ed agitazione microsismica, a cominciare dai primi tentativi di Linke (1909) fino ai più recenti lavori di Trommsdorff (1939), e Ramirez (1940) e finalmente quelli condotti dal M.S. Navy Department.

I microsismi sono costituiti da onde elastiche superficiali più o meno regolari di periodo variabile fino a 10^s ca.; essi possono propagarsi fino a grandi distanze, perché la loro energia si propaga entro uno strato dello spessore di una lunghezza d'onda (λ). Infatti le onde superficiali hanno ampiezze che decrescono essenzialmente con la profondità (h) secondo il fattore $e^{-\frac{2\pi a h}{\lambda}}$ dove a è una costante dipendente dalla natura del sottosuolo e l'A. ha trovato per essa il valore di 0,3 ca. Naturalmente la distanza di propagazione dell'energia microsismica viene fortemente inflenzata dalle discontinuità geologiche.

La geologia locale superficiale e profonda della stazione di osservazione influisce notevolmente nell'ampiezza dei microsismi.

I microsismi sarebbero dunque onde superficiali, ma è noto che esistono due tipi principali di onde a carattere superficiale, le cosidette onde di Love, in cui le particelle si muovono tangenzialmente alla superficie terrestre e in direzione ortogonale alla direzione di propagazione e quelle di Rayleigh, in cui le particelle hanno traiettorie ellittiche con l'asse maggiore verticale e il minore nella direzione di propagazione; i ricercatori che hanno indagato sulla natura dei microsismi concordano nel ritenere che in essi prevalgono le onde del secondo tipo.

Le misure fatte su registrazioni microsismiche ottenute nella Baia di Guantanamo mostrano, per es., che la componente est-ovest prevale su quella nord-sud in maniera molto sensibile nel caso di onde aventi una provenienza da Est e ciò conferma evidentemente una prevalenza del tipo Rayleigh nelle onde costituenti i microsismi.

Altre caratteristiche generalmente riscontrate da diversi ricercatori, sono le seguenti: il periodo aumenta in genere con l'aumentare della distanza di provenienza; il carattere delle onde diviene più regolare man mano che la distanza cresce, l'ampiezza tende ad aumentare con il periodo, ecc.

La vera causa dei microsismi non è ancora ben nota; è peraltro molto probabile che la loro energia provenga da

quella delle perturbazioni temporalesche; è stato però ripetutamente osservato che i microsismi decrescono generalmente quando le burrasche atmosferiche passano dal mare al continente; e si deve tener conto anche del fatto che in genere esse divengono meno violente sul continente. Resta da spiegare il fatto che le tempeste che avvengono sopra certe zone dell'oceano producono ampi microsismi in alcune stazioni di osservazioni, mentre le tempeste in zone a minore distanza non sono accompagnate da un aumento dell'agitazione microsismica. Tutto ciò lascia pensare che la sorgente reale dei microsismi è in relazione con le burrasche nell'oceano e, con molta probabilità, dell'alto oceano.

L'A. ricorda anche le ipotesi di alcuni ricercatori che pongono la probabile origine dei microsismi nelle oscillazioni barometriche, o dei scuotimenti provocati dallo infrangersi delle onde del mare sulle coste ripide e rocciose. E se quest'ultime potrebbero spiegare una energia sufficiente a generare onde del tipo di quelle osservate nell'agitazione microsismica è pur vero che frequentemente si osservano microsismi di notevole entità pur avendosi nelle coste vicine un mare calmissimo.

E' probabile che le alte onde oceaniche che si generano durante gli uragani siano la causa dei microsismi, pur non essendo molto chiaro il meccanismo con cui la energia si propaga fino al fondo dell'oceano.

E' quindi possibile dedurre dalle caratteristiche di una agitazione microsismica elementi preziosi per la previsione meteorologica, specialmente per l'individuazione dei centri di violente perturbazioni atmosferiche.

L'A. richiama il metodo della stazione tripartita usato da Gilmore per la determinazione dell'azimut del centro di provenienza della perturbazione microsismica, che coincide con la posizione della zona tempestosa.

Egli richiama le condizioni teoriche a cui debbono soddisfare la distanza base dalla stazione e la velocità di scorrimento del registratore per ottenere un prefissato grado di approssimazione nella determinazione dell'azimut. Dalle osservazioni e dalla teoria risulta che le migliori condizioni si dovrebbero ottenere con un movimento di 2mm/sec e con una distanza di ca. 1,5 km.

Il vantaggio che offrono i microsismi nella previsione è che essi possono fornire il punto origine o la direzione di avanzamento di un centro ciclonico uno o due giorni prima di quanto non sarebbe consentito dagli attuali mezzi a servizio della meteorologia. (*M. G.*)

Prof. Pietro Caloi - *Responsabile*

Istituto Grafico Tiberino - Via Gaeta, 14 - Roma (Officine Grafiche, Tivoli)